

1902.

7c.

N. 1.

ANNALEN DER PHYSIK.

HERGEGEBEN UND FORTGEFÜHRT DURCH

P. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. UND E. WIEDEMANN.

VIERTE FOLGE.

BAND 7. HEFT 1.

DER GANZEN REIHE 312. BANDER 1. HEFT.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

PAUL DRUDE.

MIT ZWEI TAFELN.



LEIPZIG, 1902.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den
Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in
12 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 39 M.*

(Ausgegeben am 27. December 1901.)

I n h a l t.

	Seite
1. O. Lehmann. Gasentladungen in weiten Gefässen	1
2. E. Cohn. Ueber die Gleichungen des elektromagnetischen Feldes für bewegte Körper	29
3. G. Quincke. Ueber die Klärung trüber Lösungen	57
4. W. Friedrich. Ueber Entstehung des Tones in Labialpfeifen	97
5. H. Wünsche. Untersuchungen über den Magnetismus des Nickelamalgams	116
6. W. Schmidt. Elektrische Doppelbrechung in gut und schlecht isolirenden Flüssigkeiten	142
7. E. Emden. Beiträge zur Sonnentheorie	176
8. G. Tammann. Ueber die Ausflussgeschwindigkeit krystallisirter Stoffe	198
9. K. E. F. Schmidt. Frequenzbestimmung langsamer elektrischer Schwingungen	225
10. F. Linke. Ueber die Bedeutung auf- und absteigender Luftströme für die atmosphärische Elektrizität	231
11. Leo Grunmach. Bemerkung zu meiner Abhandlung „Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung flüssiger Luft“	236

Manuscripte sind an den Herausgeber, Professor Dr. P. Drude, zu senden. Seine Adresse ist Glessen, Nahrungsberg 6.

Es wird gebeten, die Manuscripte druckfertig einzuliefern und in den Correcturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuscript selbst einzuszeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuscriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Citate sind am Bande oder unten auf den Seiten des Manuscriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht worden, so muss dies bei Rücksendung des ersten Correcturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mittheilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

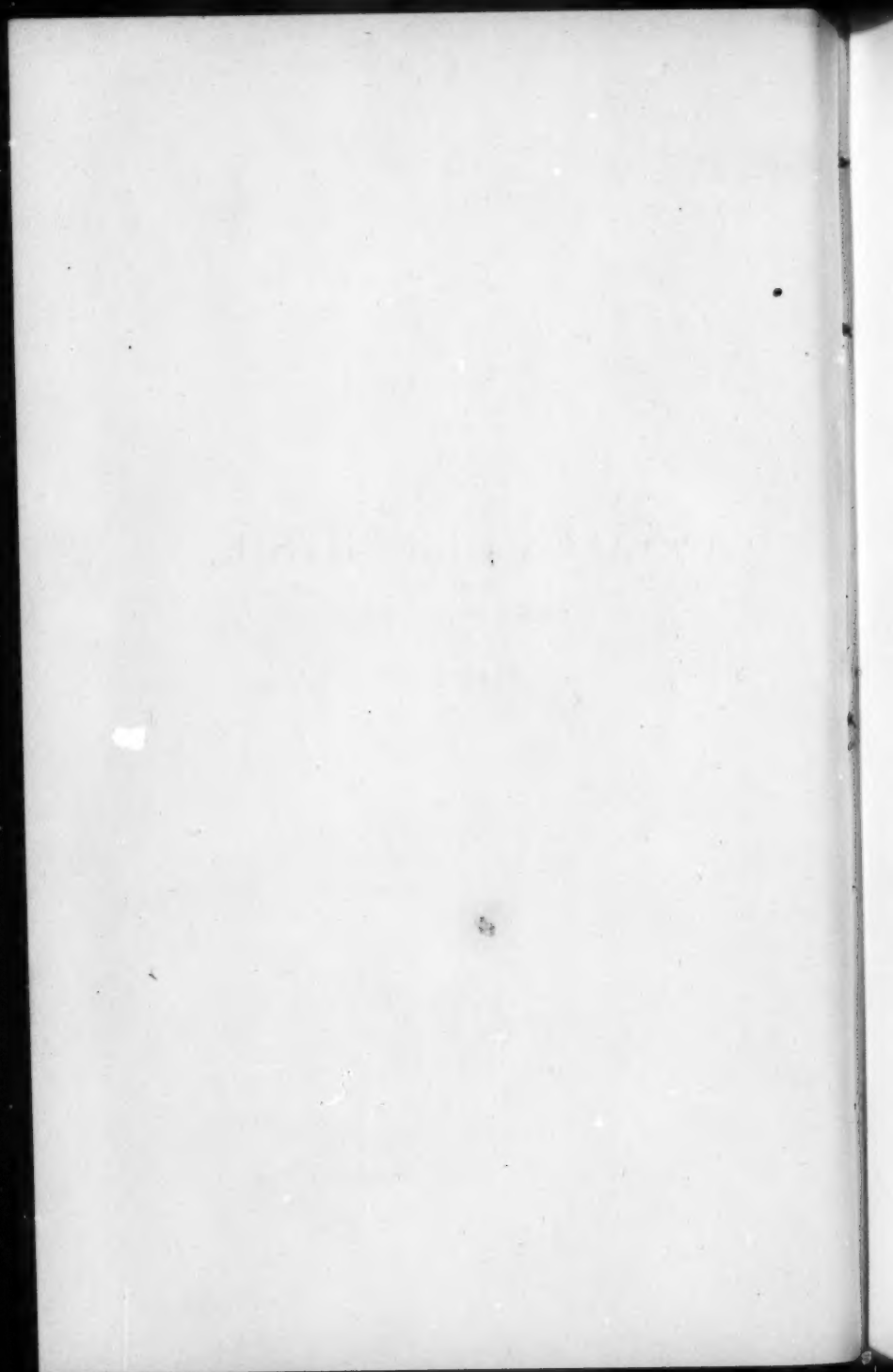
Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaction und Verlagsbuchhandlung gestattet.



ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE.

BAND 7.



ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. UND E. WIEDEMANN.

VIERTE FOLGE.

BAND 7.

23990

DER GANZEN REIHE 312. BAND.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

PAUL DRUDE.

MIT DREI FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1902.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

ANALYSIS

PHYSIK

LEHRBUCH FÜR STUDIRENDE UND LEHRER

VON DR. J. C. F. W. WILHELM, PROFESSOR DER PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT ZÜRICH

VERLAG VON F. O. SCHÖNBERGER, ZÜRICH

1874

Preis 10 Schilling

Verlag

Dr. J. C. F. W. Wilhelm, Professor der Physik an der Universität Zürich, wohnt in Zürich, am Hauptbahnhof.

Verlag

Dr. J. C. F. W. Wilhelm, Professor der Physik an der Universität Zürich, wohnt in Zürich, am Hauptbahnhof.

Verlag

Dr. J. C. F. W. Wilhelm

Verlag

PHYSIK

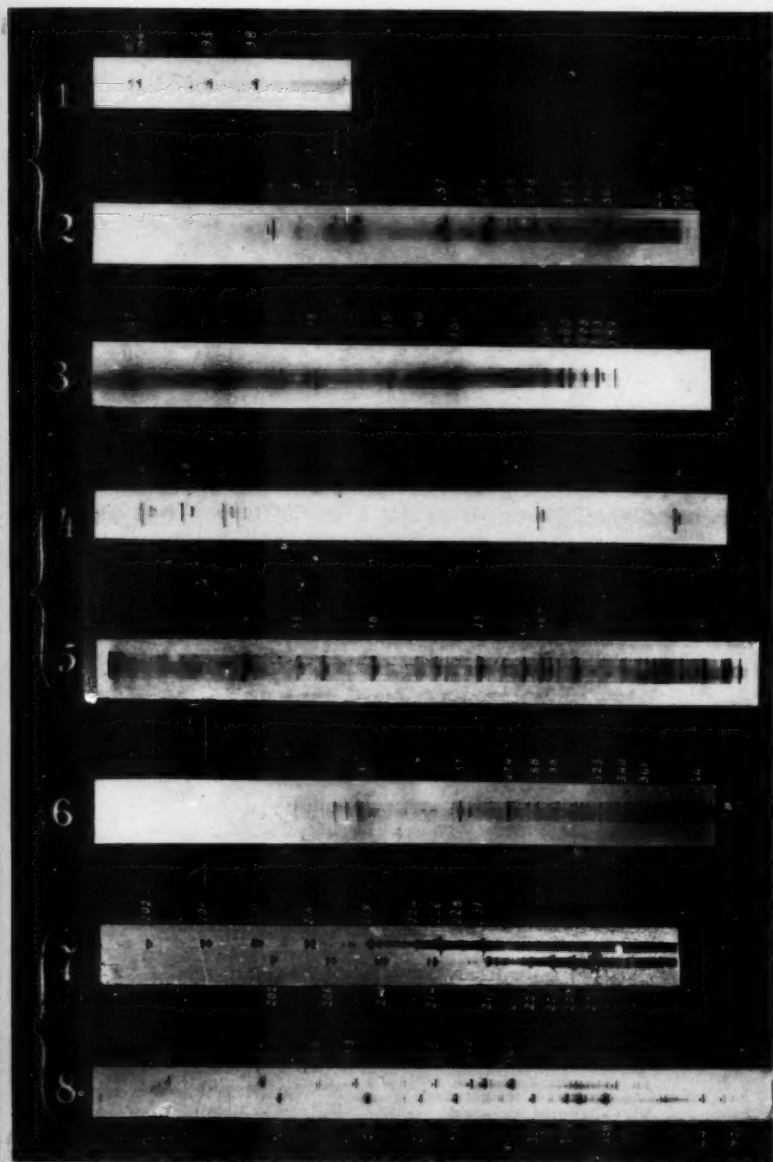
LEHRBUCH FÜR STUDIRENDE UND LEHRER

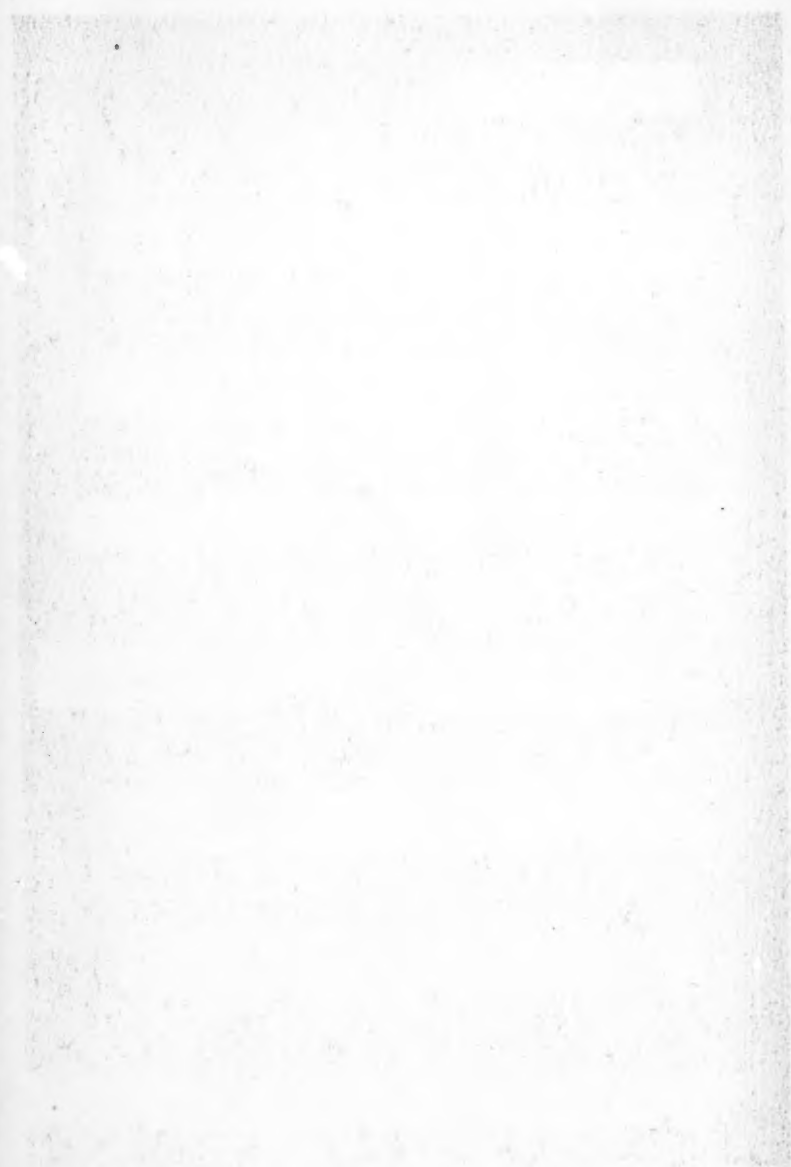


1874

VERLAG VON F. O. SCHÖNBERGER, ZÜRICH







ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 7.

1. Gasentladungen in weiten Gefässen; von O. Lehmann.

(Hierzu Taf. I u. II, Fig. 1–81.)

Die Gründe, welche es wünschenswert erscheinen lassen zu wissen, welche Aenderungen die elektrischen Entladungserscheinungen in verdünnten Gasen erleiden, wenn statt der üblichen engen Entladungsröhren geräumige Gefässe benutzt werden, sind in meinem Buche über Entladungen¹⁾ ausführlich zusammengestellt.

Im Folgenden sind die Ergebnisse solcher Versuche dargestellt, bei welchen als Entladungsgefäss hauptsächlich ein elektrisches Ei diente, hergestellt durch Verkitten zweier tubulirter Luftpumpenrecipienten grösster Sorte.²⁾

1) O. Lehmann, Die elektrischen Lichterscheinungen oder Entladungen. W. Knapp, Halle 1898.

2) Die Experimente sind zugleich glänzende Demonstrationsexperimente, doch muss ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass das Arbeiten mit solchen grossen evacuirten Gefässen durchaus nicht ohne Gefahr ist. Es zeigte sich nämlich, dass die im Handel zu beziehenden etwa 5–10 mm starken Luftpumpenglocken mit einer inneren Weite von mehr als 40 cm nicht im stande sind, den Druck der äusseren Luft *dauernd* zu ertragen. Ein derartiges Ei von 40 cm Weite und über 1 m Länge wurde schon bald nach Herstellung des Vacuums unter grossem Getöse durch den Luftdruck zertrümmert, glücklicherweise ohne weiteren Schaden anzurichten, da ich es vorsichtshalber mit dicken Tüchern bedeckt hatte, welche die Glassplitter nicht durchdringen liessen. Ein anderes Gefäss von 45 cm Weite und 60 cm Länge, dessen Teile zunächst einzeln auf ihre Festigkeit geprüft worden waren, hielt den vollen Luftdruck etwa 6 Stunden lang aus, selbst während des Durchganges der Entladungen. Nachdem es aber etwa 5 Stunden unberührt gestanden hatte, wurde es plötzlich mit grosser Gewalt in zahllose kleine Bruchstücke zerdrückt, die bis 15 m weit flogen, zum Teil durch die Fensterscheiben. Alle getroffenen zerbrechlichen Gegenstände wurden beschädigt und einzelne Glassplitter bohrten sich sogar in die hölzernen Thüren von Schränken und in andere Holztheile ein, mit solcher Kraft, dass sie darin stecken blieben.

1. Die Glimmentladung.

Das gewöhnlich benutzte elektrische Ei hatte eine Länge von 65 cm und eine lichte Weite von 32 cm. Die Elektroden waren hohle Aluminiumkugeln von 7 cm Durchmesser, an der Eintrittsstelle des Stieles mit einem kleinen Loch zum Austritt der Luft versehen. Die Stiele waren von Glasröhren umschlossen, sodass die Elektrizität nur an der Kugeloberfläche austreten konnte. Der Abstand der Kugelmittelpunkte betrug 50 cm.

Dass in diesem geräumigen Gefäss wesentlich einfachere Entladungsbedingungen vorlagen als in den gewöhnlich benutzten relativ engen Röhren mit Elektroden von sehr kleiner Oberfläche, zeigte schon die äussere Form der Entladung. Die normale Entladungsart, welche stets erhalten wurde, wenn auch die Stromstärke von dem minimalen Wert bis zum Umschlagen der Entladung in Lichtbogenentladung vergrössert wurde, war die *Glimmentladung*¹⁾ charakterisirt durch das völlige Fehlen der sogenannten positiven Lichtsäule. Die Kathode war gleichmässig umhüllt von den drei Lichtschichten, gelber Saum, dunkler Kathodenraum und blauem Glimmlicht, die Anode von einer dünnen Haut von rötlichem positiven Glimmlicht, wie Fig. 1 (380 Volt, 0,1 Milliamp., Druck 0,0048 mm) zeigt²⁾, der übrige Raum blieb völlig dunkel. Schon die verhältnismässig geringe Spannung von 360 Volt vermochte bei geeignetem Luftdruck die Entladung zu unterhalten und die Dunkelräume erreichten eine Dicke bis zu 30 cm und mehr, wie sie bei gleichem Luftdruck in gewöhnlichen Entladungsröhren auch nicht annähernd erhalten wird.³⁾

1) l. c. p. 9.

2) Der Einfachheit und Deutlichkeit halber sind in sämtlichen Figuren durchgehends dieselben Farben zur Darstellung des positiven und negativen Lichtes, sowie des Saumes (der Canalstrahlen) gebraucht, obschon in Wirklichkeit bei den benutzten hohen Verdünnungen die Farben häufig wesentlich andere waren. Das positive Licht erschien sehr oft weisslich, auch wohl gelblich, der Saum und die Canalstrahlen konnten dagegen auch bläulich erscheinen, das negative Glimmlicht gelbgrau etc. Soweit nicht anders angegeben, ist in allen Figuren die Elektrode links die Kathode, die Elektrode rechts die Anode.

3) Die Entladung war anscheinend stetig. Die Glaswand zeigte keine Fluorescenz. Ableitende Berührung der einen oder anderen Elek-

Bei einem Luftdruck von 0,15 mm liess sich die Spannung e in Volt durch die Stromstärke i in Ampère ungefähr nach folgender Formel ausdrücken:

$$e = 360 + 15000 \cdot i.$$

Für den Luftdruck 0,105 mm war annähernd:

$$e = 850 + 262000 \cdot i,$$

für den Luftdruck 0,195 mm:

$$e = 860 + 133000 \cdot i.$$

Die Dicke des dunkeln Kathodenraumes betrug im ersten Fall 4 cm bei 3,5—20,5 Milliamp. Stromstärke, im zweiten 8—5 cm bei 0,45—62 Milliamp., im dritten 19—8 cm bei Stromstärken von 0,03—10,2 Milliamp.

Ferner wurden beispielsweise bei steigendem Luftdruck und verschiedener Stromintensität folgende Dicken des Dunkelraumes gemessen:

Druck (mm)	Stromstärke (Milliamp.)	Spannung (Volt)	Dunkelraum (cm)
0,006	0,03	500	24
0,0156	0,0083	550	23
0,060	21	4000	5
0,105	0,6	500	7
0,105	62	2500	5
0,150	0,012	360	7
0,210	40	1280	5
0,405	1,7	400	4
0,570	7,8	430	3
0,705	40	580	0,8
1,20	140	400	0,3
1,88	140	650	0,5

trode oder des Gefässes war ohne Einfluss. Ein eingeschaltetes Telephon gab keinen Ton. Alle benutzten Apparate, sowohl das Ei selbst, wie auch die Elektrizitätsquelle (Hochspannungsaccumulator oder Hochdruckinfluenzmaschine) standen auf dicken Paraffinklötzen. Die zum Laden dienenden Stromzuleitungsdrähte wurden beim Versuche vom Accumulator entfernt. Die Influenzmaschine wurde nicht durch den direct gekuppelten Elektromotor, sondern mittels eines gut isolirenden Riemens von einem freistehenden Elektromotor angetrieben. Wurde an Stelle des beschriebenen Eies ein 8 Liter fassender Glaskolben benutzt, in dessen Mitte sich zwei punktförmige Elektroden (bis auf die Spitze von Glas umgebene Drähte) einander gegenüber standen, so war die Entladung intermittierend und zur Unterhaltung derselben war eine sehr hohe Spannung nötig.

Diese aus einer grossen Zahl von Beobachtungen beliebig herausgegriffenen Zahlen mögen einigermaassen ein Bild der quantitativen Verhältnisse geben.

2. Verkleinerung des Dunkelraumes mit wachsender Stromstärke.

Die Zahlen lassen deutlich erkennen, dass bei gleichbleibendem Luftdruck mit wachsender Stromstärke und Spannung die Dicke des dunkeln Kathodenraumes kleiner wird. Sehr auffällig präsentirt sich dieser Zusammenhang, wenn als Stromquelle für das elektrische Ei ein geladener Condensator von grosser Capacität (8 Mikrof.) gewählt und in die Zuleitung zum Ei ein Widerstand von 10 000—50 000 Ohm eingeschaltet wird. In dem Maasse, wie mit fortschreitender Entladung des Condensators Spannung und Stromstärke sich vermindern, scheint sich die Glimmlichthülle von der Kathode zu entfernen, bis sie schliesslich an der Glaswandung anstösst und somit erlischt, abgesehen von der der Anode zugewendeten Calotte, welche, sich immer mehr verflachend, weiter gegen diese fortschreitet bis über die Mitte des Eies hinaus, während das positive Glimmlicht verschwindet¹⁾ (Fig. 2, 610 Volt, 0,250 Milliamp., 0,0036 mm Druck und Fig. 3, 470 Volt, 0,022 Milliamp., Druck derselbe).

Aehnlich sieht man die Glimmhülle von der Kathode gegen die Anode hin fortschreiten, wenn als Stromquelle eine 60 plattige Hochdruckinfluenzmaschine²⁾ dient und die Strom-

1) Bei grösserem Luftdruck, somit kleinerem Dunkelraum, beschränkt sich die Erscheinung darauf, dass die Glimmlichthülle schliesslich nicht mehr die ganze Kathode überzieht. Beispielsweise war bei dem Druck 0,405 mm, der Spannung 490 Volt und der Stromstärke 15 Milliamp. die Kathode noch vollständig umhüllt. Bei der Stromstärke 2,3 Milliamp. erhielt die Glimmlichthülle bereits eine ziemlich grosse Oeffnung; bei der Stromstärke 1,7 Milliamp. bedeckte sie nur noch drei Viertel der Kugel, bei 1,15 Milliamp. nur noch die Hälfte. Die Dicke des Dunkelraumes maass in der Mitte 2 cm, an den Rändern etwa das Doppelte. Die Spannung betrug bei dieser kleinen Stromstärke nur noch 450 Volt. Bei dem Druck 1,9 mm, der Spannung 650 Volt und der Stromstärke 140 Milliamp. war die Kathode vollständig umhüllt (Dicke des Dunkelraumes 5 mm), bei der Stromstärke 17 Milliamp. (Spannung 880 Volt) bedeckte die Glimmhülle die Kathode zu drei Viertel und bei 5 Milliamp. zu ein Viertel.

2) Vgl. O. Lehmann, Wied. Ann. 44. p. 642. 1891.

stärke durch Verminderung der Umdrehungszahl des sie treibenden Elektromotors nach und nach verkleinert wird.

Umgekehrt bewirkt Vergrösserung der Stromstärke Verkleinerung der Dicke des Dunkelraumes, bis schliesslich ein labiler Zustand erreicht wird, bei welchem durch das Zusammenschrumpfen des Dunkelraumes der Widerstand des Gasinhaltes gegen den Durchgang der Entladung so beträchtlich sinkt, dass die hierdurch bedingte Vergrösserung der Stromstärke sofort eine neue Reduction des Dunkelraumes zur Folge hat, also dieser plötzlich auf ein Minimum zusammenschrumpft, während die Stromstärke ebenso rasch auf einen relativ hohen (mehrere hundert Mal grösseren) Wert ansteigt. Alsdann breitet sich die Glimmhülle nicht mehr über die ganze Elektrode aus, sondern zieht sich auf einen kleinen Fleck zusammen, der infolge der starken Erhitzung und der Bildung von Metaldampf als helleuchtender Punkt erscheint. Die Glimmentladung geht, wie man sagt, in Lichtbogenentladung über.¹⁾

Einen meines Erachtens völlig unanfechtbaren Beweis, dass der Gasdruck nicht allein maassgebend sein kann für die Dicke des Dunkelraumes, bietet das Verhalten des in Fig. 4 abgebildeten, durch eine metallische Scheidewand in zwei (durch eine Rohrleitung miteinander communicirenden) Hälften getheilten elektrischen Eies. Zwischen der Elektrode rechts und der Scheidewand liess man einen schwachen Strom übergehen, in der anderen Abtheilung einen starken, und zwar so, dass für beide Ströme die Scheidewand Kathode war. Auf Seite des starken Stromes zeigte sich ein Dunkelraum von etwa 1 cm Dicke, auf der anderen ein etwa 4 mal so dicker, obschon der Luftdruck in beiden Hälften, der Verbindungsrohre wegen, notwendig derselbe sein musste.

Die Scheidewand hatte in der Mitte eine mit Aluminiumfolie verschlossene Oeffnung. Die stärkere Erwärmung derselben mag der Grund sein, dass links nur über der Aluminiumfolie sich Glimmlicht zeigte und dass rechts an der Aluminiumfolie, entsprechend der grösseren Stromstärke, die Dicke des Dunkelraumes kleiner war als an anderen Stellen der Scheidewand.

1) Vgl. O. Lehmann, Entladungen, p. 241 ff.

3. Lichtlose Gasentladung.

Versuche, die Vergrößerung des Dunkelraumes bis zu den kleinsten Stromstärken zu verfolgen, gaben Anlass, die geringste Spannung aufzusuchen, bei welcher noch Entladung eintritt. Anscheinend ist dieselbe durch die obigen Gleichungen gegeben, weil die Spannung e für die Stromstärke Null einen bestimmten kleinsten Wert annimmt. Es zeigte sich aber, dass jene Formeln durchaus nicht streng zutreffen. So würde beispielsweise für den Luftdruck 0,15 mm die kleinste Spannung 360 Volt sein. Sie ergab sich aber zu 430 Volt, und blieb gleich wenn die Stromstärke von dem kleinsten Werte 3,5 Milliamp. bis zu 7 Milliamp. vergrößert wurde. Erst von hier an wuchs die Spannung, sodass sie bei 20,5 Milliamp. den Betrag 690 Volt erreichte. Bei dem Druck 0,105 mm begann die Entladung statt bei 850 Volt bei 490 Volt mit der minimalen Stromstärke 0,45 Amp. Bei dem Luftdruck 0,195 mm war die kleinste Spannung 430 statt 860 Volt, bei der minimalen Stromstärke 0,094 Milliamp. Bei diesen sehr kleinen Stromstärken *blieb beim Erlöschen des Stromes die Spannung in der Regel un geändert*, während sie bekanntlich gewöhnlich mit dem Aufhören des Stromes beträchtlich steigt.

Der Strom war dabei nicht einmal scheinbar continuirlich, selbst wenn die Elektroden *ohne nennenswerten Widerstand* mit dem geladenen Condensator in Verbindung gebracht wurden, vielmehr zuckte ab und zu in unregelmässigen Intervallen ein fahler Lichtschein durch das Gefäss, schwachem Wetterleuchten vergleichbar, um sofort wieder zu verschwinden.

Ein völliges Aufhören des Stromes tritt mit dem Erlöschen des Lichtes nicht ein, wie schon daraus zu erkennen ist, dass sobald durch eine stromdurchflossene Drahtrolle in der Nähe des Eies ein magnetisches Feld erzeugt wird, dessen Kraftlinien den Verbindungslinien der Pole parallel laufen, die Entladung alsbald helleuchtend wieder einsetzt und zwar mit wesentlich grösserer Stromstärke als ohne Magnetfeld.¹⁾

Einmal beobachtete ich im völlig dunkeln Zimmer durchaus lichtlosen Durchgang der Elektrizität bei einer Spannung von

1) Vgl. auch E. Warburg, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 10. p. 128. 1897.

550 Volt und einer Stromstärke von 25 Mikroamp. Dieser Strom konnte beliebig lange unterhalten werden; wurde aber das Magnetfeld erregt, so schlug die Entladung plötzlich in leuchtende um und blieb auch leuchtend, nachdem das Magnetfeld wieder beseitigt war.

Von dem begünstigenden Einfluss eines Magnetfeldes wurde bei den folgenden Untersuchungen häufig Nutzenanwendung gemacht in der Art, dass wenn ein Gefäss so weit evacuirt war, dass die Spannung der als Stromquelle dienenden Accumulatorenatterie nicht mehr zureichte, die Entladung zu erzwingen, durch vorübergehendes Erregen des Magnetfeldes der Stromdurchgang eingeleitet wurde.

Wurde das Magnetfeld so erregt, dass die Kraftlinien senkrecht zur Axe der Elektroden standen, so wurden nicht nur vorhandene leuchtende Entladungen ausgelöscht, sondern auch das Zustandekommen derselben verhindert, und zwar nicht nur so lange der Magnetismus andauerte, sondern auch, wie ich schon früher beobachtete¹⁾, nach Verschwinden desselben.

4. Condensatorentladungen im Vacuum.

Dient als Stromquelle ein geladener Condensator von grosser Capacität und besitzen die Zuleitungen keinen erheblichen Widerstand, so vollzieht sich die Entladung bei niedriger Spannung anscheinend continuirlich. Erhöht man aber die Spannung, so erfolgen glänzende Funkenentladungen, welche das ganze Ei mit blendendem weissen Lichte erfüllen und, falls sie sich in hinreichender Schnelligkeit folgen, ein finsternes Zimmer derart erhellen können, dass man selbst an entfernteren Stellen im stande ist, Gedrucktes zu lesen. Diese Entladungen treten nach um so kürzeren Pausen auf, je reichlicher dem Condensator Elektricität (etwa mittels der Accumulatorenatterie) zugeführt wird, d. h. je mehr der innere Widerstand der Batterie und der Widerstand der Zuleitungen verkleinert wird; doch darf diese Verminderung nicht unter ein gewisses Maass gehen, da sonst die Entladung in Lichtbogenentladung übergeht.

1) O. Lehmann, Wied. Ann. 56. p. 321. 1895.

Ist die Spannung so gering, dass kaum mehr Durchgang der Entladung möglich ist, und diese von selbst nicht mehr eintritt, wenn die Elektroden des Eies mit den Belegungen des Condensators verbunden sind, so erfolgen sofort laut knatternde hellstrahlende Entladungen, sobald ein Magnetfeld von genügender Stärke in günstiger Richtung erregt wird.

Für denjenigen, welcher nur Entladungen in gewöhnlichen Entladungsröhren gesehen hat, ist das Zustandekommen und die ausserordentliche Helligkeit solcher Condensatorentladungen im Vacuum, von welchen in Lehrbüchern nichts berichtet wird, sehr überraschend.

Ofters zeigen sich diese blendend weissen Entladungen schön geschichtet und im magnetischen Felde erleiden sie ähnliche Ablenkung, unter gleichzeitiger Erhöhung oder Verminderung der Entladungsspannung, wie gewöhnliche Entladungen.

Besonders auffällig waren die Erscheinungen bei Anwendung eines mit Wechselstrom gespeisten Ruhmkorff'schen Inductionsapparates in Verbindung mit grossen Flaschenbatterien. Nunmehr entstand nicht wie sonst eine einzige, das ganze Ei ausfüllende, hellstrahlende, weisse Lichtmasse, sondern eine Menge sägenartig gezackter, blitzartiger, blendender Lichtstreifen, die fortwährend ihren Ort im Entladungsgefässe änderten.

Von grosser Helligkeit waren auch die Entladungen des 8 Mikrof.-Condensators durch ein 2,4 m langes, 10 cm weites Rohr, wobei man durch passende Wahl der Spannung den Versuch so einrichten konnte, dass nur beim Erregen eines axialen Magnetfeldes die Entladungen in rascher Folge hervorbrachen, aber sofort wieder verschwanden oder ruhiger Glimmentladung Platz machten, sobald die Stärke des Magnetfeldes vermindert oder über eine gewisse Grenze gesteigert wurde.

5. Symmetrische Verteilung des positiven Glimmlichtes.

Bei geringer Stromintensität überzieht das positive Glimmlicht die Anode in Form einer dünnen (gewöhnlich 1—3 mm starken) rötlichen Lichthaut. Bei Vergrösserung der Stromstärke nimmt die Dicke dieses Lichtnebels an der der Kathode zugewandten Seite zu und schliesslich bildet sich eine un-

gefähr halbkugelförmige, scharf abgegrenzte Hervorragung von etwa 5 cm Höhe und gleichem Durchmesser (Fig. 5, 2000 Volt, 8,2 Milliamp., Druck 0,0144 mm). An Stelle einer solchen Hervorragung können sich auch zwei kleinere bilden, welche sich dicht aneinander anschmiegen und sich gegenseitig, wie Fig. 6a zeigt, abplatten; bei höherem Luftdruck entstehen drei oder mehr Lichthäufchen in symmetrischer Verteilung, wie aus den Figg. 6b, c, d und e zu ersehen, wobei häufig, besonders bei der Verteilung Fig. 6d, das ganze System in Rotation in einem oder anderen Sinne kommt, sodass scheinbar der Anode ein leuchtender Ring aufgelagert ist.

6. Positives Licht an der Kathode.

Bereits früher habe ich manche Fälle beschrieben, bei welchen Vordringen des positiven Lichtes bis an die Grenze des dunkeln Kathodenraumes beobachtet wurde.¹⁾ Das positive Licht vermag nicht nur bis dahin vorzudringen, wo die negativen Glimmstrahlen endigen, sondern in diese hinein bis zum Dunkelraum. Reicht der dunkle Kathodenraum nahezu bis an die Glaswandungen des Gefässes, so zwingt es sich zwischen diesen Wandungen und dem Dunkelraum hindurch. Bei geringen Stromstärken, bei welchen die Dicke des Dunkelraumes 15 bis 20 cm beträgt, sieht man in solchem Falle positives Licht in Form eines Ringes dem kugelförmigen Dunkelraum in der Nähe der Glaswand aufgelagert, wie Fig. 7a zeigt. Nimmt die Stromstärke noch weiter ab, sodass die Dicke des Dunkelraumes etwa auf 30 cm steigt, so bedeckt das positive Licht die ganze vordere Seite des Dunkelraumes, eine flache Calotte bildend (Figg. 2 u. 3).

Wird umgekehrt die Stärke des Stromes vermehrt, so sendet der positive Ring einen oder mehrere Ausläufer auf die Rückseite des Dunkelraumes, welche in der Regel eine schöne Richtung zeigen und gewöhnlich aus 3—5 hellen Schichten bestehen (Figg. 7, b, c, d). Sind mehrere Ausläufer vorhanden, so sind dieselben manchmal symmetrisch verteilt (Fig. 7d), doch ist die Lage eines Ausläufers sehr labil und gegen Störungen äusserst empfindlich, sodass er z. B. bei Annäherung

1) O. Lehmann, Entladungen, Taf. V, Fig. 4; VI, 4; VII, 3, 5, 6, 7, 9; VIII, 5, 7.

eines Magneten, schon wenn dieser noch weit entfernt ist, seinen Ort je nach der Lage der Pole wechselt.

Diese Ausläufer des positiven Lichtes zeigen besonders deutlich, dass sich der positive Strom dicht an der Glaswand zwischen dieser und dem Dunkelraum hindurch zwängt, um zu dem von der Rückseite der Kathode ausgehenden Glimmlicht zu gelangen. Es kommt vor, dass sich dort abermals eine ringförmige positive Schicht bildet, in welche die Ausläufer gewissermaassen einmünden, ja es kommt auch vor, dass sich die Ausläufer so sehr verbreitern, dass auch ihre Schichten zu ringförmigen Schichten verschmelzen und der ganze kugelförmige Dunkelraum von dicht aufgelagerten parallelen kreisförmigen Ringen positiven Lichtes eingefasst erscheint. (Fig. 7e.)

7. Einwirkung eines magnetischen Feldes.

Besonders deutlich tritt das Vorhandensein positiven Lichtes dicht an der Kathode bei Erregung eines magnetischen Feldes hervor.¹⁾ Stehen die Kraftlinien senkrecht zur Axe der Elektroden, so bilden die Glimmstrahlen bei genügender Stärke des Feldes zwei von der Kathode, d. h. vom Dunkelraum bis zur Glaswand reichende blaue Cylinder, welche von den die Kugeloberfläche tangirenden Kraftlinien eingeschlossen sind. (Fig. 8, 3000 Volt, 36 Milliamp., Druck 0,075 mm.) Das positive Licht zieht sich von der Anode je nach der Richtung der Kraftlinien in der zu diesen senkrechten Ebene nach oben oder unten bis zur Glaswand und schreitet dieser entlang als geschichtete Lichtsäule gegen die Kathode hin fort, um sich in der Nähe derselben zu gabeln und in zwei den Glimmlichtcylindern aufgelagerten halbcylindrischen Schichten zu endigen. (Fig. 9 die in Fig. 8 dargestellte Erscheinung von oben gesehen.)

Laufen die Kraftlinien der Axe der Elektroden parallel, so haben auch naturgemäss die beiden blauen Glimmlichtcylinder axiale Lage und das dem Dunkelraum aufgelagerte positive Licht bildet eine Art cylindrischer Muffe, welche die beiden Glimmlichtcylinder verbindet, ohne sich aber dicht

1) Hierzu dienten zwei Drahtrollen von ca. 60 cm Durchmesser und 900 Windungen, von Strömen bis 40 Amp. durchflossen.

darán anzuschliessen. Es entsteht somit ein cylindrischer Ring, welcher den dunkeln Raum umschliesst und dessen Axe mit der Elektrodenaxe übereinstimmt. (Fig. 10, 3300 Volt, 120 Milliamp., Druck 0,075 mm.) Die Dicke des Dunkelraumes ist da, wo dieser Ring aufliegt, erheblich grösser als da, wo die Glimmlichtcylinder sich anschliessen. Dort zeigt sich dagegen der gelbliche Lichtsaum stärker entwickelt; beides Kennzeichen dafür, dass die Stromintensität in der Richtung der Glimmstrahlen beträchtlich grösser ist als senkrecht dazu. In allen Fällen zieht sich auch die Glimmlichthaut auf der Anode in einen Ring zusammen in der Ebene eines grössten Kreises, welcher auf der Richtung der Kraftlinien senkrecht steht, gleichgültig, welche Richtung diese haben.

Auch bei beliebiger Richtung des magnetischen Feldes folgen die Glimmstrahlen stets den Kraftlinien, einen mehr oder minder kegelförmigen blauen Lichtkörper bildend, welchem eine entsprechend kegelförmig gestaltete positive Schicht aufgelagert ist, das Ende der von der Anode ausgehenden abgelenkten positiven Lichtsäule. Die Schichten des positiven Lichtes scheinen bei der Verstärkung des magnetischen Feldes gewissermaassen aus der Anode herauszukommen in um so grösserer Zahl, aber von um so geringerer Ausdehnung, je mehr die magnetische Kraft zunimmt. Sie sind gegen die Kathode hin convex scharf begrenzt und von bläulich grüner Färbung, gegen die Anode hin dagegen blass rosafarben und verwaschen.

Die p. 7 erwähnte Begünstigung der Entladung durch ein axial verlaufendes Magnetfeld hat, wie schon angedeutet, ihre Grenzen. Steigt die Feldstärke über ein bestimmtes Maximum, so wird die Entladung entweder völlig ausgelöscht oder wenigstens die Stromstärke plötzlich stark reducirt. Als Ursache darf man wohl betrachten, dass wenn auch der Teil der Strombahn, welcher durch die Glimmlichtstrahlen dargestellt wird, mit den Kraftlinien zusammenfällt, also keine Ablenkung erleiden kann, doch der unsichtbare positive Strom, welcher *nahezu rechtwinklig* in die Oberfläche des Glimmlichtcylinders eintritt, also auch rechtwinklig zu den Kraftlinien verläuft, stark beeinflusst wird und schliesslich ebenso unterbrochen werden muss, wie eine sichtbare positive Lichtsäule,

welche senkrecht zu den Kraftlinien verläuft. Besonders auffällig gestaltete sich die Wirkung bei einem röhrenförmigen Ei von 10 cm innerer Weite und 2,4 m Länge, welches bei einem Luftdruck von 0,09 mm, einer Elektrodenspannung von 1350 Volt und 1,6 Milliamp. Stromstärke schöne regelmässige Schichten im Abstand von 7 cm zeigte. (Fig. 11a). Wurde das axiale Magnetfeld schwach erregt, so zogen sich die Schichten gegen die Anode hin zurück und verschwanden dort ohne Aenderung ihres Abstandes, sodass z. B. bei 3 Milliamp. Strom der Abstand der letzten von der Kathode 66 cm betrug. Bei stärkerer Erregung des Magnetfeldes zogen sich die Schichten ohne erhebliche Aenderung der Stromstärke bis 127 cm Abstand von der Kathode zurück (Fig. 11b) und schliesslich blieb nur noch ein zu den Kraftlinien senkrecht stehender leuchtender Ring auf der Anode und die Glimmlichtstrahlen erstreckten sich durch die ganze Länge des Rohres, einen schlanken Kegel bildend, bis zur Anode (Fig. 11c), wobei es freilich den Anschein hatte, als bestehe die auf der Anode aufstehende Spitze des Strahlenkegels aus positivem, continuirlich in das negative übergehende Licht.

8. Einfluss von Verengungen.

Goldstein's Untersuchungen über den Einfluss von Verengungen hatten zu dem Ergebnis geführt, dass in solchen sich das positive Licht auf der der Anode zugewandten Seite vollkommen wie negatives verhält. Es schien von Interesse zu beobachten, ob auch bei den angewandten grossen Dimensionen der Gefässe diese Erscheinung noch zu beobachten sein würde.

Zunächst wurden zwei etwa 10 cm weite und 40 cm lange Röhren durch eine dritte, 2 cm weite, an den Enden in 2 mm weite Capillaren endigende Röhre verbunden, wie die Figg. 12a bis d zeigen. Ohne Magnetfeld hatte die Lichterscheinung das Aussehen von Fig. 12a, bei axialem Magnetfeld von Fig. 12b und bei Annäherung eines Magnetpoles von der Seite her, je nachdem dieselbe an dem der Anode oder Kathode zugewandten Ende der Verbindungsrohre erfolgte, von Fig. 12c oder Fig. 12d. Wie man sieht, verhält sich thatsächlich die gegen die Anode fortschreitende Lichtmasse wie negatives Licht.

Nunmehr wurden zwei 10 cm weite, 50 cm lange Entladungsgefässe unter Zwischenschaltung einer gläsernen, in der Mitte mit einem Porzellansieb versehenen Platte verbunden. War das Magnetfeld nicht erregt, so beobachtete man, wie Fig. 13a andeutet, auf der Anodenseite des Porzellans negative Glimmlichtstrahlen ohne Dunkelraum. Wurde die Röhre in ein axial verlaufendes Magnetfeld gebracht, so verlängerten sich diese Strahlen gemäss Fig. 13b; ausserdem traten noch vereinzelte den Dunkelraum durchbrechende Strahlenbündel an der Kathode auf und die positive Schichtung zog sich gegen die Anode zurück.

Die Erscheinungen liessen vermuten, dass sich das Porzellansieb, weil durch die Entladung erhitzt, wie eine Secundärelektrode verhalte. Es wurde deshalb zunächst die Aenderung der Lichterscheinungen beim Einbringen einer metallischen Secundärelektrode in das Ei näher untersucht.

9. Secundärelektroden.

Nach der üblichen Anschauung muss eine metallische Sonde, welche in die Entladungsbahn eingebracht wird, das Potential der Stelle annehmen, an welcher sie sich befindet. Senkt man also gleichzeitig zwei Elektroden, welche in der Richtung der Entladung voneinander abstehen, ein, so sollten sie verschiedenes Potential annehmen, somit wenn man sie miteinander verbindet, einen Zweigstrom ableiten, der sich z. B. bei Zwischenschaltung eines Funkenmikrometers durch Entstehen eines continuirlichen Funkenstromes kundgeben, aber auch durch seine Rückwirkung auf den Entladungsvorgang und folglich auf die Lichterscheinungen im elektrischen Ei selber bemerkbar machen müsste. Bei einem verhältnismässig engen Gefäss, z. B. einer langen Geissler'schen Röhre mit weit voneinander abstehenden Sonden ist dies auch thatsächlich der Fall. Ob die Verbindungsleitung innerhalb oder ausserhalb des Gefässes sich befindet, ist ohne Belang. Wird also einfach ein Draht in die Röhre eingelegt, so verhält sich derselbe als Secundärelektrode und stört in mehr oder minder beträchtlicher Weise die auftretende Lichterscheinung.

Schon durch ältere Untersuchungen ist nun aber nachgewiesen, dass dies für kürzere metallische Körper nicht mehr

gilt.¹⁾ Es ist auch nur natürlich, dass an einer Secundärelektrode die Entladung nicht unter anderen Bedingungen stattfinden kann, wie an Primärelektroden, dass sie also nur dann auftritt, wenn der Potentialabfall im Gase zwischen den beiden Enden der Secundärelektrode der Entladungsspannung gleichkommt. In der positiven Lichtsäule ist nun aber bekanntlich der Potentialabfall sehr gering, es müsste somit die Länge der Secundärelektrode eine überaus grosse sein, falls die Spannungsdifferenz zwischen den Endpunkten der Entladungsspannung gleich kommen sollte.

In den weiten von mir benutzten Gefässen verhielten sich selbst lange Secundärelektroden völlig indifferent. Es wurde beispielsweise eine 14 cm lange und 2 cm dicke Aluminiumstange mit abgerundeten Enden, an welche noch in der Richtung der Axe 2 cm lange, fein zugespitzte Platinnadeln eingesetzt werden konnten, an einem isolirenden Glasstiel mitten zwischen den Elektroden axial in dem Ei befestigt; nicht die geringste Beeinflussung der Entladungserscheinungen (Fig. 14, 2500 Volt, 4,8 Milliamp., Druck 0,036 mm) machte sich bemerklich, ja selbst wenn bei höherer Stromstärke (etwa 1 Amp.) das Ei mit geschichteter Entladung gefüllt war, so zeigte sich auch nicht die geringste Störung dieser Schichten in der Nähe der Secundärelektrode. (Fig. 15.) Erst bei höherem Luftdruck trat plötzlich auch an den Spitzen der Secundärelektrode Entladung ein, welche aber rasch solche Stärke annahm, dass die eine Platinspitze abschmolz.

Um das Potential der Secundärelektrode zu erfahren, wurde aus vier je 10 cm weiten und 60 cm langen Röhren unter Zwischenschaltung von Blechringen mit Drahtsieben als zugängliche Secundärelektroden ein Entladungsgefäss hergestellt. Bei einer Spannungsdifferenz der an den Enden befindlichen Elektroden von 2500 Volt ergab sich die Spannungsdifferenz zwischen der Kathode und dem nächsten Drahtnetz zu 1950 Volt. Der Rest des Spannungsgefälles von 550 Volt verteilte sich ziemlich gleichmässig auf die anderen drei Abteilungen. Die Drahtnetze verhielten sich dabei, wie aus den Figg. 16 und 17 (letzten höherem Luftdruck entsprechend) zu ersehen, an-

1) Vgl. O. Lehmann, Entladungen, p. 319.

scheinend nicht als Secundärelektroden, sondern wie Porzellansiebe, insofern sich daran kein Dunkelraum zeigte. Die sie durchdringenden Strahlen hatten auf der negativen Seite allerdings vollkommen den Charakter und die Farbe von negativen Glimmstrahlen und wurden auch ganz wie diese vom Magneten abgelenkt.

Wollte man annehmen, dass die Drahtsiebe sich tatsächlich als Secundärelektroden verhielten, so wäre hier der eigentümliche Fall gegeben, dass der Dunkelraum an der Kathode fehlt.

Wurden zwei Drahtnetze durch einen Draht miteinander verbunden, sodass sie eine zum Teil ausserhalb des Rohres liegende Secundärelektrode darstellten, so wurde auch das Auftreten eines Dunkelraumes beobachtet von um so grösserer Dicke, je vollkommener die leitende Verbindung zwischen den beiden Drahtnetzen war. Wurde die Verbindung nicht durch einen Draht hergestellt, sondern durch die Hände einer auf einem Isolirschemel stehenden Person, so sah man zuerst an den Rändern die Glimmlichtschicht von dem Drahtnetz unter Bildung des Dunkelraumes sich abheben, während sie in der Mitte noch am Netz zu haften schien und zwar in um so höherem Grade, je stärker die Finger an die Diaphragmen angedrückt wurden. Mit der Bildung des Dunkelraumes traten auch der gelbliche Kathodensaum und die rückwärtige Verlängerung desselben, die Canalstrahlen, auf.

Die Figg. 18, 19, 20, 21 und 22 zeigen mehrere solcher Fälle von Verbindung zweier Diaphragmen miteinander oder mit den Elektroden (Fig. 21, mit gleichzeitiger Erregung eines axialen Magnetfeldes). Wurden die zwei Diaphragmen in der Nähe der Kathode miteinander metallisch verbunden, so zeigten sie ein Potential, welches bei einer Gesamtspannungsdifferenz von 2000 Volt um 700 Volt verschieden war von dem der Kathode und um 1300 Volt von dem der Anode. Bei Erregung des magnetischen Feldes kehrte sich dies Verhältnis nahezu um.

10. Durchdringen der Glimmlichtstrahlen durch Drahtnetze.

Von besonderem Interesse ist, dass im Fall der axialen Erregung des Magnetfeldes, wie aus Fig. 21 zu ersehen, die

Glimmlichtstrahlen scheinbar ungehindert mehrere Drahtnetze durchdringen können, selbst wenn diese abgeleitet oder gar mit der Anode in Verbindung gesetzt sind. Je stärker nämlich das Magnetfeld, um so länger werden die von den Netzen ausgehenden Glimmlichtstrahlen auf Kosten der dunkeln Trennungsräume und des positiven Lichtes, bis schliesslich die Trennungsräume vollständig verschwinden und sich die Glimmstrahlen anscheinend ohne Unterbrechung durch die Drahtnetze hindurch fortsetzen, genau dem Laufe der Kraftlinien folgend, auf sehr grosse Längen, selbst bei verhältnismässig kleiner Elektroden-spannung und einem Luftdruck, bei welchem sich auch in engen Gefässen noch keine Spur von Fluorescenz des Glases zeigt.

Da das angewandte Drahtnetz ziemlich engmaschig war (7 Maschen pro Centimeter), so lag die Vermutung nahe, dass dieses scheinbare Durchdringen der Strahlen auch noch bei viel feineren Sieben, vielleicht sogar bei molecularen, d. h. etwa beim Ersatz des Drahtnetzes durch eine Aluminiumfolie, zu beobachten sein würde. Es wurde deshalb bei dem früher beschriebenen weiten Ei die Drahtnetzscheidewand durch eine Scheidewand aus Zinkblech ersetzt, in deren Mitte eine 11 cm weite runde Oeffnung ausgeschnitten und mit zweimal geschlagener Aluminiumfolie überspannt war.

Die erwartete Wirkung trat nicht ein, die Aluminiumfolie verhielt sich, wie die Figg. 23 u. 24 (2500 Volt, 0,8 Milliamp., Druck 0,06 mm) zeigen, ebenso wie das dicke Blech, d. h. als Secundärelektrode, nur schien die Entladung als Ausgangspunkt das Aluminium zu bevorzugen, vermutlich wegen der stärkeren Erhitzung der dünnen Folie. Aus gleichem Grunde wohl entstand im axialen Magnetfelde, wenn nicht nur die eine Elektrode, sondern auch das Blech zur Kathode gemacht wurde, scheinbar ein die Aluminiumfolie ungehindert durchdringendes Bündel von Glimmlichtstrahlen. Diese Täuschung wurde noch dadurch befördert, dass die Dicke des an dem Aluminium auftretenden Dunkelraumes selbst bei starker Gasverdünnung sehr gering war, vielleicht infolge der grossen Ausdehnung des als Kathode dienenden Bleches relativ zur Anode.

Erst als infolge einer zu starken Entladung in die Aluminiumfolie ein kleines Loch gebrannt worden war, zeigte sich

an dieser Stelle ein wirklicher Durchgang der Entladung in Form eines hellleuchtenden Büschels (Fig. 25).

Als durch Ueberdruck der Luft in der einen Hälfte das Eis die Aluminiumfolie durchgerissen wurde und dieselbe wenige Millimeter abstehehend an dem als Kathode dienenden Zinkblech herunter hing, zeigte sich eine andere merkwürdige Erscheinung; es zogen sich nämlich in den engen Zwischenraum zwischen beide Metallflächen, welcher ganz von dem Dunkelraum umgeben war, hellleuchtende positive Schichten hinein.

11. Entladung durch Diaphragmen.

Die gemachten Beobachtungen gaben Anlass, das Verhalten der Entladung beim Durchgang durch Oeffnungen in Metallblechen und beim Eintritt in metallene Gefässe näher zu untersuchen, zunächst unter Anwendung der bei dem besprochenen Versuche von selbst entstandenen Oeffnung.

Wie aus Fig. 26 zu ersehen, zeigte sich eine auffällige Erscheinung nur dann, wenn das Diaphragma als Kathode diente und die eine Elektrode unbenutzt blieb. Das Ei war alsdann in beiden Hälften gleichmässig mit blauem Glimmlicht erfüllt, welches nur am Diaphragma durch den Dunkelraum von diesem getrennt blieb (Fig. 27). Es ist zwar natürlich, dass die Entladung, falls sie vom Diaphragma ausgeht, da sie nur durch das Kathodengefälle daselbst bestimmt wird, für welches die Lage der Anode völlig gleichgültig ist, ebenso wohl in die leere Hälfte des Eies sich fortsetzen muss, wie in die andere, die Anode enthaltenden. Wenn man aber annimmt, dass die Richtung der Glimmstrahlen mit der Stromrichtung zusammenfalle, was schon im Innern der Oeffnung, wo die von beiden Seiten kommenden Glimmstrahlen sich zu durchdringen scheinen, auf Schwierigkeiten stösst, so müsste man ein Durchdringen des von der Anode ausgehenden Stromes durch den von der Anode ausgehenden annehmen, was nur dann möglich erscheint, wenn die anscheinend stetige Entladung (als Stromquelle diente, wie stets, eine Accumulatorenbatterie ohne Vorschaltwiderstand) in Wirklichkeit eine äusserst rasch intermittirende ist, oder wenn der positive und negative Entladungsprocess Vorgänge völlig verschiedener Natur sind.

Als Analogon der Röhre mit mehreren Drahtnetzscheidewänden wurde eine (gleichfalls 10 cm weite) Röhre aus drei Abteilungen von etwa 50 cm Länge hergestellt, deren Scheidewände aus Zinkblech eine runde centrale Oeffnung von 10 bez. 5 mm Durchmesser enthielten. Beim Durchgang des Stromes zeigten sich in diesen Oeffnungen, wie in Fig. 28 dargestellt ist, helle Büschel, welche auf der der Anode zugewandten Seite die Eigenschaften von negativen, auf der anderen die von positivem Glimmlicht hatten. Die Stiele in den Oeffnungen waren relativ sehr dünn (etwa 1 mm, bez. $\frac{1}{2}$ mm dick) und ihre Form war augenscheinlich bestimmt durch unsichtbare, die Diaphragmen rings umgebende Dunkelräume.

Dienten die Diaphragmen selbst als Elektroden, so trat aus der Oeffnung der Kathode, wie die Figg. 30 u. 31 zeigen, ein Bündel Canalstrahlen in den leeren Teil des Gefässes. Gleiches war der Fall, wenn ein Diaphragma wie bei Fig. 29 als Secundärelektrode functionirte. Es wurde aber auch der Fall beobachtet, dass, wie bei den Figg. 32, 33, 34 u. 35, die positive Entladung die Oeffnung der Kathode in Form eines aus mehreren Schichten bestehenden leuchtenden Stieles durchdrang, worauf sich der leere Teil der Röhre mit negativem Glimmlicht füllte. Manchmal trat dabei ein regelmässiges Alterniren dieses aus positivem und negativem Licht zusammengesetzten Büschels (Fig. 34) mit dem Büschel von Canalstrahlen ein.

12. Schichtung im negativen Licht.

Im magnetischen Felde zogen sich die Glimmstrahlen zu einem dünnen Büschel zusammen, welcher von einem, das in der Oeffnung auftretende positive Licht umgebenden Dunkelraum auszugehen schien, wie Fig. 36 zeigt. In diesem, aus negativem Glimmlicht bestehenden Büschel zeigte sich ferner, wie Fig. 37 andeutet, zuweilen eine eigenthümliche Schichtung, welche sich durch die nach vorwärts und rückwärts ausgesandten Ausläufer von der bekannten Schichtung positiven Lichtes auffallend unterscheidet. Dienten die Diaphragmen selbst als Elektroden und zwar das weitere als Kathode, so zeigten sich, wie aus Fig. 38 zu erkennen, an den Enden des positiven Büschels hellere Glimmlichtbündel in der Richtung

der Kraftlinien. Wurde das engere Diaphragma als Kathode gewählt, so verschwand der positive Büschel und es blieb nur ein nach beiden Seiten sich fortsetzendes Glimmstrahlenbündel übrig, welches bei Aenderung des Magnetfeldes jeweils der neuen Richtung der Kraftlinien folgte (Fig. 39).

Wurde das weite Ei mit Drahtnetzdiaphragma in das magnetische Feld gebracht, so zeigte sich die Schichtung noch auffälliger. Diente das Drahtnetz als Anode und wurde das Magnetfeld nur an der Kathode erregt, so war das Aussehen der Entladung bei geringer Stärke des magnetischen Feldes wie Fig. 40 (Druck 0,0156 mm), bei grösserer wie Fig. 41, und bei grosser Stärke wie Fig. 42. War das Magnetfeld homogen, so erhielt man die Form Fig. 43. Wurde nur auf Seite der nicht benutzten Elektrode rechts das Magnetfeld erregt, so ergab sich Fig. 44. Wurden rechts und links entgegengesetzte Magnetfelder erregt und zwar das Feld rechts stärker, so wurde Fig. 45 erhalten, oder wenn das Feld links sehr schwach war, Fig. 46. Wurde umgekehrt der Magnetismus links verstärkt, so resultirte Fig. 47.

Bei dem Versuch Fig. 48 war das Netz isolirt, die vorher unbenutzte Elektrode Anode und das Magnetfeld nur an der Kathode.

Bei Fig. 49 war das Feld rechts stärker und bei Fig. 50 auf der linken Seite sehr schwach.

Besonders bemerkenswert ist in den beiden letzteren Fällen die eigentümlich rötliche bis rotgelbe Farbe der Strahlen auf der rechten Seite, welche vollkommen an die der Canalstrahlen erinnert.¹⁾

Fig. 51 zeigt die Gestaltung der Erscheinung bei isolirtem Netz im homogenen Magnetfeld und Fig. 52 die Erscheinung unter gleichen Umständen ohne Magnetfeld. Aehnlich wie bei Anwendung eines Porzellansiebes zeigte sich an dem Drahtnetz ein Bündel von Glimmlichtstrahlen, gleichgültig ob dieses isolirt oder abgeleitet war.²⁾

1) Hier ist eine Ausnahme von der Regel gemacht, dass nur Canalstrahlen auf der Tafel durch gelbe Farbe angedeutet werden.

2) Vgl. auch E. Wiedemann u. A. Wehnelt, Wied. Ann. 64. p. 606. 1898; F. Braun, Wied. Ann. 65. p. 368. 1898.

13. Selbstthätige Vergrößerung des dunkeln Kathodenraumes.

Eine sehr merkwürdige, bisher nicht beobachtete Erscheinung ergab sich, als das Drahtnetz selbst zur Kathode gemacht wurde. Die Anode verlor ihr Licht vollständig und die ganze Anodenseite des Eies erschien von hellem, blauem negativem Glimmlicht erfüllt, welches durch den überall gleich dicken dunkeln Kathodenraum von dem Drahtnetz getrennt war. Die ganze andere Hälfte des Eies war von dem rötlich gelben Licht der Canalstrahlen erfüllt, welches genau dem des gelben Saumes auf der anderen Seite entsprach (Fig. 53, 1500 Volt, 0,6 Milliamp., Druck 0,0156 mm). Gegen einen Magneten verhielten sich diese völlig indifferent, während die Glimmstrahlen auf der anderen Seite in bekannter Weise abgelenkt wurden, z. B. bei Anwendung eines axialen Feldes entsprechend Fig. 54. Die erwähnte höchst auffällige Erscheinung war nun die, dass die Dicke des Dunkelraumes, welche anfänglich nur etwa 2 cm betrug, mit der Zeit immer mehr anwuchs, sodass schliesslich die Grenze des Dunkelraumes die Anode erreichte, diese also vollständig von blauem, negativem Licht umhüllt war, ja, dass sie selbst jetzt noch weiter vorschritt, sodass schliesslich fast die ganze Anodenkugel in den Dunkelraum eintauchte und nur noch an ihrer Rückseite negatives Glimmlicht auftrat, scheinbar dort seinen Ausgang nehmend. Nunmehr wuchs der Widerstand gegen den Durchgang der Entladung rapid an, sodass selbst eine Spannung von 2500 Volt unzureichend war, ihn zu überwinden. Erst als durch Anwendung der Influenzmaschine statt des Accumulators die Spannung bedeutend erhöht worden war, erfolgte aufs neue Stromdurchgang, doch schrumpfte dadurch der Dunkelraum wieder wesentlich zusammen. Die Erscheinung entspricht offenbar ganz der Vergrößerung des Widerstandes, welchen man bei Röntgenröhren durch Absorption des Luftinhaltes zu erklären pflegt, sowie dem Nachlassen desselben, welches man als Freiwerden absorbirter Gase deutet. Dass im vorliegenden Falle dieses nicht der Grund der Erscheinung sein kann, schliesse ich daraus, dass der Durchgang der Entladung durch so grosse Gefässe auch bei geringen Stromstärken beständig so viel Gas freimacht, dass die fortwährend arbeitende

Raps'sche Quecksilberluftpumpe den Luftdruck nur für kurze Zeit leidlich constant zu erhalten vermag und dass das angeschlossene McLeod'sche Manometer während der Vergrößerung des Dunkelraumes keine Verminderung des Luftdruckes anzeigte.

Ein Versuch, ob bei Ersetzung des Drahtnetzes durch Aluminiumfolie die Erscheinung ebenfalls zu beobachten wäre, hatte negatives Ergebnis. Es bildeten sich, wie Fig. 55 zeigt, weder Canalstrahlen, noch konnte eine allmähliche Vergrößerung der Dicke des Dunkelraumes beobachtet werden.

14. Gegenseitige Durchdringung zweier Entladungen.

In einem Magnetfelde, dessen Kraftlinien parallel verlaufen, zeigen die Glimmlichtstrahlen, auffälliger als es in den Figuren dargestellt ist, eine Convergenz gegen das Ende des Bündels zu. Dies beruht nicht etwa auf einer Ablenkung durch die Anode, denn sie gehen vollkommen ungebeugt geradlinig an derselben vorbei und bilden dahinter einen scharfen Schattenraum, auch zeigt sich die Convergenz in ähnlicher Weise bei einem senkrecht zur Axe gerichteten Magnetfeld, wobei an Stelle der Glimmlichtcylinder je nach der Stromstärke mehr oder weniger deutliche schlanke Kegel auftreten. Die Ursache ist vermutlich in Wirklichkeit in der verschiedenen Länge der Glimmlichtstrahlen zu suchen, insofern nur die mittleren Strahlen die volle Länge besitzen, die übrigen gegen den Rand hin immer kürzer werden. Dies stimmt überein mit der Vorstellung, dass der positive Strom nicht bis zum äussersten Ende des Glimmlichtbündels sich erstreckt, sondern überall auf der Mantelfläche des Kegels an die Enden der Glimmstrahlen sich anschliesst.

Die statische Potentialverteilung ist somit in Bezug auf den Verlauf der Stromlinien bei der Entladung, wie sich dies auch schon in anderen Fällen gezeigt hat, in keiner Weise maassgebend. Das weite Ei mit Drahtnetzscheidewand bildet einen weiteren auffallenden Beleg hierfür, insofern die Kathoden- und Canalstrahlen keine Aenderung erleiden, wenn die sonst unbenutzte Elektrode mit dem Netz verbunden wird.

Solche Beobachtungen gaben Anlass zu untersuchen, wie sich die Lichterscheinungen gestalten, wenn ein Entladungsgebiet

durch eine zweite Entladung durchsetzt wird. Ist beispielsweise im letzterwähnten Fall sowohl die Drahtnetzscheidewand wie eine der Elektroden Kathode, die andere Elektrode Anode, so könnte man zwei sich durchdringende Entladungen erwarten, die eine zwischen den beiden Elektroden, die andere nur zwischen Drahtnetz und Anode. Der Versuch ergibt, dass solche Durchdringung wirklich möglich ist. Dabei bleibt sich im allgemeinen gleich, ob nur eine einzige Stromquelle benutzt wird, deren Strom im Ei sich verzweigt, oder ob für jede Entladung eine besondere Stromquelle dient, etwa für die mit kürzerer Bahn eine Accumulatorenatterie, für die andere eine Influenzmaschine. Man sieht die eine Entladung durch den Dunkelraum der anderen in Form eines dünnen blauen Strahles durchdringen, wobei sich gleichzeitig an dieser Stelle eine trichterartige Vertiefung der Grenze des Dunkelraumes bildet (Fig. 56), entsprechend dem Satze, dass an Orten grösserer Stromstärke die Dicke des Dunkelraumes kleiner ist. Da von der Drahtnetzkatode gegen die andere Kathode Canalstrahlen ausgesandt werden, welche den ganzen Raum jener Hälfte des elektrischen Eies erfüllen, so sind dort gleichzeitig Glimmstrahlen und Canalstrahlen vorhanden und das Licht der Glimmstrahlen erscheint nicht wie gewöhnlich blau, sondern gelbgrau.

Beim Erregen eines axialen magnetischen Feldes verschwand der blaue Strahl und das Glimmstrahlenbündel hinter dem Drahtnetz bildete scheinbar die Fortsetzung der Glimmstrahlen der ersten Hälfte. (Fig. 57.)

Eine Wiederholung des Versuches unter Anwendung eines Diaphragmas aus Aluminiumfolie statt des Drahtnetzes ergab, wie Fig. 58 zeigt, ein ähnliches Resultat, doch fungirt hier das Diaphragma augenscheinlich nur als Secundärelektrode, eine Durchdringung durch die Strahlen findet nicht statt.

Zahlreiche ähnliche Versuche wurden ausgeführt unter Benutzung der oben beschriebenen 2,4 m langen Röhre mit drei Drahtnetzscheidewänden. Die beobachteten Erscheinungen sind in den Figg. 59, 60, 61 u. 62 dargestellt. Ferner zeigen die Figg. 64, 65, 66, 67, 68 u. 69 Fälle, bei denen sich die über die Elektroden hinausgehenden Teile der Entladung durchdringen. Man erkennt deutlich, dass nicht nur Canalstrahlen

und Glimmstrahlen sich gegenseitig durchdringen können, sondern ebensogut Canalstrahlen und Canalstrahlen, sowie auch Glimmstrahlen und Glimmstrahlen, selbst wenn sie entgegengesetzte Richtung haben und ausserdem ein zur Erde abgeleitetes oder mit der Anode verbundenes Drahtnetz durchdringen müssen.

Das mittlere Drahtnetz, an welchem die Strahlen zusammentreffen (Figg. 62 u. 63), zeigte im Falle der Glimmstrahlen eine positive, im Falle der Canalstrahlen eine negative Ladung, falls die Elektroden, von welchen die Strahlen ausgehen, d. h. also im Falle der Glimmstrahlen die beiden Anoden, im Falle der Canalstrahlen die beiden Kathoden isolirt sind. Da die Glasoberfläche der Röhre nicht vollkommen isolirt und deshalb samt dem trennenden Drahtnetz das Potential jener Elektroden annehmen muss, lässt sich allerdings das unerwartete Ergebnis begründen. Man kann auch in gleicher Weise verstehen, dass wenn die Elektroden abgeleitet, also auf das Potential Null gebracht werden, auch das zwischen ihnen befindliche Drahtnetz das Potential Null annimmt, gleichviel ob es von Glimmstrahlen oder Canalstrahlen getroffen wird, vorausgesetzt nur, dass alles gut isolirt ist, sodass nicht etwa an der Elektrizitätsquelle infolge Abströmens eines Theiles der Elektrizität zur Erde eine Ungleichheit der beiden Seiten hervorgebracht wird, welche eine das ganze System durchdringende schwache Entladung hervorruft.

Besonders interessant gestaltet sich die gegenseitige Durchdringung der Glimmlichtbündel im magnetischen Felde. Verlaufen die Kraftlinien nicht genau axial, so tritt keine Durchdringung der Bündel ein, sondern sie laufen auf grosse Strecken dicht nebeneinander her, wie wenn jedes die Anode erreichen wollte, durch welche das andere hindurch gegangen ist. An der Stelle, wo sie die Anode durchbrechen, tritt eine kleine Anhäufung von Glimmstrahlen auf, deren Farbe je nach der Intensität des magnetischen Feldes ausserordentlich stark wechselt. *Mit zunehmender Stärke des Feldes wurden nacheinander folgende Färbungen beobachtet: blau, violett, dunkelgrün, gelbgrün, rotgelb und gelblich weiss.* Durch Verflüchtigung des Metalles lässt sich dieser auffallende Farbenwechsel nicht erklären.

Aehnlich wie bei der Röhre mit Drahtnetzscheidewänden gestaltet sich die Superposition zweier Entladungen in der Röhre mit Diaphragma aus Zinkblech (Figg. 70 a, b, c, d). Auch hier wurden aus entgegengesetzten Richtungen in dieselbe Abteilung fortschreitende Bündel von Glimmstrahlen oder Canalstrahlen beobachtet, welche sich gegenseitig nicht zu stören schienen. Besonders auffallend war hierbei die eigentümliche, in Fig. 70 dargestellte scheibenförmige Ausbreitung der Canalstrahlen, auf welche im Abstand von einigen Centimetern eine positive Lichtmasse folgte, sowie die in Fig. 70 dargestellte Schichtung eines Canalstrahlenbündels, welche von der Schichtung positiven Lichtes kaum zu unterscheiden war. Ob vielleicht wirklich positives Licht den Canalstrahlen beigemischt war, liess sich nicht entscheiden, da durch Annäherung eines Magneten die Verteilung des Glimmlichtes auf der anderen Seite der Kathode und damit die Entstehung der Canalstrahlen gestört wurde.

Die Lichterscheinungen bei der gegenseitigen Durchdringung zweier Entladungen bei Anwendung des weiten Gefässes mit Blechdiaphragma von 11 cm Oeffnung sind in den Figg. 71, 72 u. 73 dargestellt. Man erkennt ohne weiteres, dass die positive Strömung der einen Entladung das negative Licht der anderen durchdringt, dass sie aber, wie zu erwarten, nicht in den Dunkelraum einzudringen vermag.

15. Lichterscheinungen in hohlen Elektroden.

Bei Anwendung einer hohlspiegelartigen, halbkugelförmigen Kathode (Radius 3,4 cm) beobachtet man, wie Fig. 23 andeutet, in der Nähe des Kugelmittelpunktes infolge des Zusammentreffens der von allen Teilen der concaven Fläche ausgehenden Glimmlichtstrahlen eine grössere Helligkeit. Mit fortschreitender Verdünnung nähern sich die Grenzen der Dunkelräume und schliesslich ist jener Convergenzpunkt ganz in den Dunkelraum eingeschlossen. Bei einer Dicke des Dunkelraumes von 25 cm gestaltet sich die Erscheinung wie Fig. 74 zeigt. Ein Convergenzpunkt ist nicht mehr wahrzunehmen, sondern nur eine schwache, trichterartige Vertiefung in der Grenze des Dunkelraumes, durch welche sich ein von

der tiefsten Stelle der Hohlkathode ausgehender intensiver blauer Strahl hindurch zieht, ganz wie beim Durchgang einer Entladung durch den Dunkelraum einer anderen.

Bei Anwendung einer etwa 5 mm weiten Röhre aus Aluminium, welche aussen von Glas umgeben war, als Kathode sah man ähnlich einen dünnen blauen Strahl in der Richtung der Axe aus dem Innern herausdringen.

Um zu erfahren, wie sich die Lichterscheinung im Innern solcher hohler Elektroden gestalte, liess ich ein Entladungsgefäss mit einer hohlen Elektrode aus Drahtnetz von der Form eines geschlossenen Cylinders von 55 cm Länge und 8 cm Durchmesser herstellen. Nur in dem Deckel des Cylinders war eine Oeffnung von 10 mm Weite angebracht. Derselbe befand sich in 5 cm Abstand von der plattenförmig gestalteten entgegengesetzten Elektrode. Wie aus Fig. 74a zu ersehen, zog sich in das Innere des Cylinders durch die Oeffnung ein mit blauem Glimmlicht erfüllter Schlauch, dessen Abstand von dem Drahtsieb durch die Dicke des Dunkelraumes bestimmt wurde. In der Oeffnung selbst erschien eine positive Schicht in Form eines rötlichen Pinsels, ähnlich wie allgemein beim Durchgang der Entladung durch ein vom Dunkelraum umgebenes Diaphragma. Wurde auf Seite des Hohlcylinders ein axiales Magnetfeld erregt, so verkürzte sich der Schlauch und zwar um so mehr, je grösser die Feldstärke. Indes kann man nicht sagen, dass einer bestimmten Feldstärke eine bestimmte Länge des Glimmlichtschlauches entspricht. Denn wurde, während dem das Magnetfeld erregt war, der Strom plötzlich geschlossen, so *erstreckte sich im ersten Moment der Schlauch fast bis zum Boden des Cylinders, verkürzte sich aber sofort, erst sehr rasch, dann immer langsamer, um erst nach längerer Zeit seine endgültige Länge anzunehmen.*

Bei grösserer Feldstärke schien sich der Sack am Ende zu öffnen und an dem entstehenden Rande erschien, gewissermassen als Einfassung, wie Fig. 74d andeutet, eine ringförmige positive Schicht, der übrige Teil des Schlauches wurde enger und zeigte im Innern ebenfalls eine oder mehrere positive Schichten.

Bei Erregung des Magnetfeldes an der Kathode oder an beiden Elektroden zugleich spitzte sich der Schlauch zu, wie

die Figg. 74b, c, d zeigen. Bei Fig. 74b wurden an der Spitze zwei positive Schichten sichtbar, bei 74c zog sich ein spiralförmig gewundenes Band positiven Lichtes der Oberfläche des Schlauches entlang und ein zweites auf der Grenze des Dunkelraumes aussen an dem Drahtnetzcyylinder. Bei Fig. 74e haben sich diese beiden Spiralen zu Ringen zusammengezogen, deren Ebene auf den magnetischen Kraftlinien senkrecht steht.

Bei höheren Verdünnungsgraden, wenn die Dicke des Dunkelraumes gleich oder grösser als der Abstand zwischen der Anode und dem Deckel der Kathode wird, sieht man im Innern der Kathode kein Glimmlicht mehr, sondern nur ein Büschel von Canalstrahlen, wie Fig. 74f zeigt, welches nach der entgegengesetzten Seite in einem Stiel von negativem Saumlucht ausläuft, der aber nicht wie in der Figur gelblich, sondern bläulich gefärbt ist. Das eigentliche negative blaue Glimmlicht erscheint nur auf der Rückseite der Anode.

Wird der Drahtnetzcyylinder zur Anode gemacht, so erfüllt sich der Raum zwischen dem Deckel und dem Dunkelraum an der Kathode mit Glimmlichtstrahlen, welche namentlich bei Erregung eines axialen Magnetfeldes in Form eines cylindrischen Büschels in den Cylinder eindringen und teilweise auch den Wänden denselben entlang laufen.¹⁾

16. Concentrische Elektroden.

Noch auffälliger gestaltete sich die Erscheinung, wenn eine Drahtkorbelektrode concentrisch im Innern einer ähnlich gestalteten angeordnet war. War die innere Elektrode negativ und vollständig geschlossen, so bohrte sich die Entladung durch den aus Drahtnetz bestehenden Deckel ein etwa 2 mm weites Loch, aus welchem ein intensiv blauer Strahl heraustrat (Fig. 75), der da, wo er auf den Aluminiumboden des äusseren Cylinders auftraf, ein eigentümliches Phosphoreszenzlicht erzeugte, aus hell gelbrot strahlenden Punkten bestehend, vergleichbar den Funken von verbrennendem Eisen. Die Entladung kam nur schwer zu stande und war, wie das laute

1) Auf die Möglichkeit von Entladungen in geschlossenen Metallgefässen machte schon Tesla aufmerksam, doch handelte es sich dabei nicht wie hier um anscheinend constante Ströme, sondern um Wechselströme. Vgl. auch die unter Nr. 10 am Schlusse erwähnte Beobachtung.

vom Entladungsgefäss ausgehende rasselnde Geräusch erkennen liess, stets langsam intermittirend, obschon eine Accumulatoren-batterie als Stromquelle diente. War die äussere Elektrode negativ, so bildete sich sowohl innen wie aussen ein Dunkelraum aus, der aber an der inneren Bodenfläche verhältnismässig geringere Dicke hatte (Fig. 76). Von dieser Stelle zog sich negatives Glimmlicht bis zur Anode. Der Zustand war indes nicht stabil, das Glimmlicht erlosch plötzlich und statt dessen erschien zwischen dem Dunkelraum und der äusseren Glaswandung eine aus mehreren Schichten zusammengesetzte Zunge aus positivem Licht, deren Lage schon durch schwache magnetische Kräfte geändert werden konnte (Fig. 77). In allen Fällen drang aus der weiten Oeffnung der Kathode ein dünner, doppelkegelförmiger, geschichteter Büschel von positivem Licht hervor, dessen Form durch den die Ränder der Oeffnung umkleidenden Dunkelraum bestimmt wurde, wenigstens bis zu gewissem Grade. Bei grösserer Stromstärke durchsetzte allerdings, wie aus Fig. 76 zu ersehen, das positive Licht auch den Dunkelraum, doch schienen die in demselben gelegenen Teile desselben dunkler als die ausserhalb, ähnlich wie auch die innerhalb des Dunkelraumes verlaufenden negativen Strahlen dunkler sind als die äusseren. Die Figg. 78 u. 79 stellen die Erscheinungen bei Erregung eines axialen Magnetfeldes dar, erstere bei innerer, letztere bei äusserer Kathode.

Wurde die Oeffnung des äusseren Drahtkorbes durch einen Aluminiumdeckel verschlossen, so beschränkte sich das Auftreten der Lichterscheinungen fast vollständig auf den Raum zwischen den beiden Elektroden. War die innere Kathode, so erschien auf ihrer Aussenseite der Dunkelraum und von der Grenze desselben bis zur Anode blaues Glimmlicht. Das ganze Innere war mit Canalstrahlen erfüllt (Fig. 80). An Stelle des den Dunkelraum durchdringenden Strahles in Fig. 75 trat bei grösserer Stromstärke ein den Dunkelraum durchbrechender positiver Büschel, welcher ähnlich wie bei Anwendung von Diaphragmen ins Innere der Elektrode durch die enge Oeffnung hineindrang.

War die Kathode aussen, so erschien der Dunkelraum auf der Innenseite und den Rest des Raumes bis zur Anode erfüllte blaues Glimmlicht. Von der Aussenseite der Kathode

gingen lediglich Canalstrahlen aus, welche sich bis zu den Wandungen des Gefässes erstreckten (Fig. 81).

Einwirkung eines axialen Magnetfeldes hatte verhältnissmässig geringe Wirkung. Im ersten Falle schienen sich die Glimmlichtstrahlen tangential an den Dunkelraum anzulegen in der Richtung der Kraftlinien, im anderen Falle hatte die Lichtmasse das Bestreben, sich in einen Ring senkrecht zu den Kraftlinien zusammen zu ziehen, ähnlich wie bei Fig. 79.

Ich unterlasse es, eine Erklärung der Phänomene zu versuchen, da das vorliegende Material hierzu noch nicht genügend erscheint. Vielleicht wird es möglich sein, durch weitere Versuche Aufschluss darüber zu erhalten ob, wie die alte Theorie annimmt, das Wesen des Entladungsprocesses in einem plötzlichen Verschwinden des dielektrischen Polarisationszustandes unter Umwandlung der elektrischen Energie in Strahlung und andere Energieformen besteht („zerreissende Entladung“) und stets positive und negative Entladung in äusserst rascher Folge alterniren, oder ob, wie die neuere Elektronentheorie zu verlangen scheint, der Entladungsprocess eine Combination zweier oder mehrerer verschiedenartiger ungeschlossener Ströme darstellt, die *gleichzeitig* stetig verlaufen und sich zu einem geschlossenen Strom zusammensetzen, oder ob die Strahlen nur eine begleitende Erscheinung sind, während der eigentliche Strom ohne Lichterscheinung das Gas stetig wie einen Elektrolyten durchfliesst, sodass die beobachteten Niveauflächen und Stromlinien zugleich die wahren darstellen müssen und eine Erklärung der polaren Verschiedenheiten durch Anhäufung elektrisirter Luft, wie ich sie früher versucht habe, ausgeschlossen erscheint.

Karlsruhe, 9. October 1901.

(Eingegangen 11. October 1901.)

2. Ueber die Gleichungen des elektromagnetischen Feldes für bewegte Körper; von Emil Cohn.

(Aus den Nachrichten d. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen, 1901,
Heft 1; Sitzung vom 11. Mai 1901. Mit einer Aenderung p. 31.)

Ziel und Umfang der folgenden Darlegungen lassen sich am kürzesten angeben unter Bezugnahme auf die beiden Aufsätze von Hertz „Ueber die Grundgleichungen der Elektrodynamik für ruhende —“ und „— für bewegte Körper“: Es soll eine Erweiterung der Gleichungen des ersten Aufsatzes gegeben werden, welche für die Darstellung der im engeren Sinne elektromagnetischen Erscheinungen in bewegten Körpern das gleiche leistet, wie der zweite Aufsatz, welche aber von den beiden Mängeln der Hertz'schen Erweiterung frei ist. Diese Mängel bestehen bekanntlich in Folgendem: Die Hertz'schen Gleichungen geben erstens keine Rechenschaft von dem beobachteten Einfluss der Bewegung auf die *optischen* Erscheinungen; sie liefern ferner unter gewissen Umständen Kräfte, „welche den Aether in Bewegung setzen müssten“ — mit anderen Worten: sie führen auf Bewegungen und auf bestimmte diesen Bewegungen entsprechende Energiewerte an Stellen des Raumes, wo wir ein bewegliches nicht kennen.

Unter den Theorien, welche diese Mängel der Hertz'schen Elektrodynamik zu vermeiden suchen, nimmt die Lorentz'sche die erste Stelle ein: sie ist ausgezeichnet durch consequente Durchführung ihrer einfachen Grundannahmen, und sie hat in ungewöhnlichem Maasse befruchtend gewirkt auf die experimentelle wie theoretische Forschung der letzten Jahre. Aber auch in der Lorentz'schen Theorie gehen die Erfahrungsthatssachen der Optik nicht ohne Rest auf: unerklärt bleibt, dass der Unterschied der Zeiten, deren ein Lichtstrahl zum Durchlaufen zweier verschiedener Wege zwischen den gleichen Endpunkten bedarf, von der Bewegung der Erde nicht abhängt, — auch nicht in den „Grössen zweiter Ordnung.“

Eine Umformung der Lorentz'schen Theorie, und zugleich eine Discussion anderer ähnlicher Formen der elektrodynamischen Grundgleichungen findet sich bei Walker.¹⁾ Eine grosse Anzahl möglicher Modificationen der Grundgleichungen hat ferner Heaviside²⁾ kritisch durchmustert. Alle diese Versuche begnügen sich hinsichtlich der optischen Erscheinungen damit, die Aberration und den Fresnel'schen „Mitführungscoefficienten“ theoretisch zu begründen. Sie führen nicht über Lorentz hinaus.

Wie Maxwell und Hertz behandeln wir ein chemisch und physikalisch homogenes Medium als ein Gebilde, welches auch elektromagnetisch in allen Punkten durch die gleichen Werte einiger Constanten vollständig charakterisirt ist. Ein solches Medium erfüllt jedes Element unseres Raumes; es kann eine bestimmte ponderable Substanz oder auch das Vacuum sein. Daneben noch von einem „Aether“ zu sprechen, werden wir vermeiden. — Wir schliessen nach dem Gesagten jede mechanische oder elektrische Molecularhypothese ebenso, wie jede mechanische Deutung elektromagnetischer Vorgänge aus, und verzichten damit auf alle Folgerungen, welche nur aus solchen Hypothesen fliessen können. Unsere Absicht bei diesem Vorgehen ist, zu untersuchen, wie weit man den That-sachen der Erfahrung mit einem Mindestmaass theoretischer Annahmen gerecht werden kann. Falls sich herausstellen sollte, dass in dieser Hinsicht die folgende Darstellung gegenüber den älteren einen Fortschritt bedeutet, so wird man vermuten dürfen, dass auch speciellere Vorstellungen — sei es über den Bau der Körper, sei es über die Eigenschaften des „Aethers“, — zweckmässig an unsere Gleichungen anknüpfen werden.

§ 1. Die Grundgleichungen.

Die Maxwell'schen Grundgleichungen für ruhende Körper können wir in folgender Form schreiben:³⁾

1) G. T. Walker, Aberration and the electromagnetic field (Cambridge 1900).

2) O. Heaviside, Electrician 45. p. 636 u. 881. 1900.

3) Die Bezeichnungen stimmen überein mit denjenigen in meinem Lehrbuch „Das elektromagnetische Feld“, Leipzig 1900, auf welches ich

Die elektromagnetische Energie des Feldes ist

$$(A_0) \quad W = \int_{\infty} \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathfrak{E} + \mathbf{M} \cdot \mathfrak{M}) d\tau,$$

und es bestehen zwischen den vier Vektoren \mathbf{E} , \mathbf{M} , \mathfrak{E} , \mathfrak{M} die Beziehungen:

$$(B_0) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \int_{\mathcal{O}} \mathbf{E}_s ds = \frac{\partial}{\partial t} \int_s \mathfrak{M}_N dS, \\ \int_{\mathcal{O}} \mathbf{M}_s ds = \frac{\partial}{\partial t} \int_s \mathfrak{E}_N dS + \int_s \Lambda_N dS, \end{array} \right.$$

oder in der Form von Differentialgleichungen:

$$(B_0') \quad \left\{ \begin{array}{l} -P(\mathbf{E}) = \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t}, \\ P(\mathbf{M}) = \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \Lambda, \end{array} \right.$$

mir im Folgenden gestatten werde, durch „elm. Feld“ hinzuweisen. Die Uebereinstimmung erleidet eine Ausnahme: Die Gleichungen des Lehrbuches enthalten eine universelle Constante V , durch deren Einführung es möglich wird, specialisirend in einfacher Weise zu einem beliebigen der „absoluten“ Maasssysteme überzugehen (vgl. dort die im Register angeführten Stellen über absolute Maasssysteme und Messungen, insbesondere p. 279f.). Diese Constante ist hier gleich eins gesetzt. Die Gleichungen nehmen so die „rationelle“ Form Heaviside's an, welche sich durch ihre unübertreffliche Einfachheit empfiehlt. — Die Gültigkeit der Heaviside'schen Gleichungen ist nicht an die Verwendung eines bestimmten Maasssystems gebunden; erst durch eine zweite willkürliche Festsetzung würde ein solches definirt sein. Aber diese zweite Festsetzung lässt sich auf keine Weise mehr so treffen, dass eines der absoluten Maasssysteme entsteht. — Der Wunsch, in den allgemeinen Gleichungen der Elektrodynamik von dem Factor 4π frei zu werden, ist gegenwärtig wohl allgemein. Andererseits fordern historische Entwicklung und internationale Uebereinkunft für Unterricht und Praxis eine Bezeichnungsweise, die mit den absoluten Maasssystemen verträglich ist. Beiden Ansprüchen zugleich genügt, soviel ich sehe, nur das in dem genannten Lehrbuch eingeschlagene Verfahren. Es schützt zugleich vor den Irrungen, welche die conventionellen Festsetzungen der absoluten Systeme nachweislich herbeigeführt haben, — und es hält das Feld frei für jede Erfahrung, welche die Zukunft uns bezüglich der thatsächlichen Verknüpfung elektrischer und mechanischer Grössen bringen mag. (Der Text dieser Anmerkung ist gegen den des ersten Druckes geändert.)

$$(C_0) \quad \begin{cases} \Lambda = \lambda(E - K), \\ \mathfrak{E} = \varepsilon \dot{E}, \\ \mathfrak{M} = \mu \dot{M}, \end{cases}$$

$$(D_0) \quad \varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{\omega_0^2}.$$

Hierin bedeutet t die Zeit; $d\tau$ ein Volumelement; dS ein Flächenelement; ds ein Curvenelement; N eine der Normalen von dS (für *geschlossene* Flächen die *äussere* Normale); \circ den, bezüglich N positiven, vollständigen Umlauf um S ; ε Dielektricitätsconstante, μ magnetische Permeabilität, λ Leitungsvermögen, scalare Körperconstanten; $-K$ innere elektromotorische Intensität, einen in inhomogenen Leitern vorhandenen, constanten Vector; E elektrische Feldintensität, M magnetische Feldintensität; \mathfrak{E} elektrische Polarisirung; \mathfrak{M} magnetische Polarisirung; Λ elektrische Strömung; ε_0 , μ_0 elektrische und magnetische Constante des Vacuum; $\omega_0 = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec die Lichtgeschwindigkeit im Vacuum.

Es bezeichnet ferner, bez. soll im Folgenden bezeichnen: $+$, $-$, $\frac{\partial}{\partial t}$ vor Vektoren: *Vector-Addition*, *-Subtraction*, *-Differentiation*; $A.B$ das scalare (geometrische) Product der Vektoren A und B ; $[AB]$ oder $[A.B]$ das Vectorproduct der Vektoren A und B ; $\Gamma(A)$ die Divergenz des Vectors A ; $P(A)$ die Rotation (curl) des Vectors A ; $\nabla \alpha$ den Gradienten des Scalars α ; $A \nabla$ den Operator $A_x \frac{\partial}{\partial x} + A_y \frac{\partial}{\partial y} + A_z \frac{\partial}{\partial z}$.

Hieraus ergeben sich unter anderem die folgenden später zu benutzenden Rechnungsregeln:

- (a) $A.B = B.A$,
- (b) $[AB] = -[BA]$,
- (c) $A.[BC] = B.[CA] = C.[AB]$,
- (d) $A.[AB] = 0$,
- (e) $[A[BC]] = (C.A)B - (A.B)C$,
- (f) $\Gamma[AB] = B.P(A) - A.P(B)$,
- (g) $P[AB] = \Gamma(B).A - \Gamma(A).B + B \nabla . A - A \nabla . B$.

Aus den Maxwell'schen Grundgleichungen folgt bekanntlich, dass wir dem Volumelement $d\tau$ den Energiebetrag

$\frac{1}{2}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{M} \cdot \mathbf{M}) d\tau$ zuschreiben können, wenn wir annehmen, dass eine *Strömung* der Energie stattfindet, welche nach Grösse und Richtung gegeben ist durch

$$(\mathbf{E}_0) \quad \Sigma = [\mathbf{E} \mathbf{M}].$$

Dieser Vector Σ ist identisch mit demjenigen, welcher in der Optik als *Strahlung* bezeichnet wird.

Wir stellen nunmehr den Maxwell'schen Grundgleichungen für *ruhende* Körper die Gleichungen gegenüber, welche wir für den Fall beliebiger *Bewegung* als gültig ansehen wollen.¹⁾ Sie lauten, wenn u die Geschwindigkeit in einem beliebigen Punkte bezeichnet:

$$(A) \quad W = \int_{\infty} \left\{ \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{M} \cdot \mathbf{M}) + \epsilon_0 \mu_0 u \cdot [\mathbf{E} \mathbf{M}] \right\} d\tau,$$

$$(B) \quad \begin{cases} - \int_0 \mathbf{E}_s dS = \frac{d}{dt} \int_s \mathbf{M}_N dS, \\ \int_0 \mathbf{M}_s dS = \frac{d}{dt} \int_s \mathbf{E}_N dS + \int_s \mathbf{A}_N dS, \end{cases}$$

$$(C) \quad \begin{cases} \mathbf{A} = \lambda (\mathbf{E} - \mathbf{K}), \\ \mathbf{E} = \epsilon \mathbf{E} - \epsilon_0 \mu_0 [u \mathbf{M}], \\ \mathbf{M} = \mu \mathbf{M} + \epsilon_0 \mu_0 [u \mathbf{E}], \end{cases}$$

$$(D) \quad \epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{\omega_s^2}.$$

Die Differentialquotienten der Flächenintegrale nach der Zeit in (B) sind so zu verstehen, dass während dt die Fläche S dauernd durch dieselben materiellen Teilchen führt.

Die Geschwindigkeiten u sollen bezogen sein auf ein räumliches System, welches durch die Fixsterne festgelegt ist, genauer: durch jene Fixsterne, deren „Eigenbewegung“ die Astronomie gleich Null setzt. Die Frage, ob diese Fixsterne — und somit unser Bezugssystem — *absolut* ruhen, hat keinen

1) Für den speciellen Fall der *optischen* Erscheinungen in *gleichförmig* bewegten Medien habe ich die Gleichungen bereits in Archives Néerlandaises (2) 5. (Lorentz-Jubiläum) p. 516 aufgestellt und discutirt. Dort habe ich auch den Weg angegeben, auf welchem ich zu den Gleichungen gelangt bin. Die hier folgenden Gleichungen sind nichts anderes, als die *einfachste* mögliche Verallgemeinerung der dortigen,

Inhalt. Ob wir sie *im Sinne unserer Gleichungen* dauernd als ruhend werden betrachten dürfen, ist eine Frage künftiger Erfahrung. Behauptet wird lediglich, dass wir zur Darstellung irgend welcher *bisher* beobachteter Erscheinungen eine gleichförmige gemeinsame so wenig, wie eine relative Bewegung dieser Himmelskörper heranzuziehen brauchen.

Der Wert von u ist überall dort, wo wir Materie vorfinden, unmittelbar durch die Bewegung dieser Materie gegeben. Hierunter verstehen wir ausschliesslich die beobachtbare Bewegung ausgedehnter Massen. Wo keine Materie vorhanden ist, da setzen wir $u = 0$.

Diese Festsetzungen lassen *theoretisch* eine Lücke: Denken wir uns ein sehr verdünntes Gas auf stetigem Wege in ein Vacuum übergeführt. Für jede Gasdichte $\rho = \rho_1$, bei welcher noch von einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit q des Gases in jedem Punkte gesprochen werden kann, haben wir $u = q$ zu setzen. Für $\rho = 0$ aber soll der Wert $u = 0$ gelten. Es fehlt eine Vorschrift, welche den Wert von u stetig von q zu 0 überführt, während der Wert von ρ stetig von ρ_1 zu 0 übergeht. *Praktisch* aber bedürfen wir dieser Vorschrift nicht. Zwei Fälle kommen in Betracht: Wir können *experimentell* den Wert $\rho = 0$ nicht erreichen. Ob für die äussersten Verdünnungen, welche wir herstellen können, in *jeder* physikalischen Beziehung noch ein einheitlicher Wert q angenommen werden darf, steht nicht in Frage. In dem Gebiet unserer Untersuchungen aber reichen wir mit einer solchen Annahme aus. Insbesondere — und das allein hat praktische Bedeutung — dürfen wir stets $u = q$ setzen für den beliebig verdünnten Gasinhalt eines Gefässes, welches eine constante Translationsgeschwindigkeit q besitzt. (Dies kommt zur Geltung in § 4.) — Ein absolutes Vacuum zum mindesten als möglich zuzulassen, sind wir lediglich genötigt ausserhalb der Atmosphären der Himmelskörper. Unsere Festsetzungen versagen für jene Schichten, welche den Uebergang aus der Atmosphäre in das Vacuum vermitteln. Aber um die Beobachtungen mit unserer Theorie zu vergleichen, brauchen wir ~~das~~ u dieser Schichten nicht zu kennen (vgl. § 2).

Der letzte Teil unserer Festsetzungen: „ $u = 0$ im Vacuum“ würde ferner unzulässig sein oder zum mindestens einer Recht-

fertigung durch Nebenannahmen bedürfen, wenn aus unseren Gleichungen folgte, dass auf ein Raumteilchen im Vacuum, für welches $u=0$ ist, unter irgend welchen Umständen mechanische Kräfte wirken könnten; denn diese Kräfte würden den Wert $u=0$ aufzuheben suchen. Es wird sich aber zeigen, dass sie niemals auftreten.

Zu den Grundannahmen, welche in den Gleichungen (A) bis (D) ausgesprochen sind, fügen wir noch die weitere hinzu, dass auch in bewegten Körpern die Strahlung Σ normal zu E wie zu M sein soll. Das heisst wir setzen

$$(E) \quad \Sigma = c \cdot [EM],$$

wo c eine unbenannte Zahl bedeutet, deren Wert zunächst unbestimmt bleiben mag (vgl. § 7).

Aus den Gleichungen (B) ziehen wir sogleich eine Folgerung, indem wir sie auf eine *geschlossene* Fläche (\odot) anwenden. Es werden dann die linken Seiten gleich Null und somit

$$\frac{d}{dt} \int_{\odot} \mathfrak{M}_N dS = 0,$$

$$-\frac{d}{dt} \int_{\odot} \mathfrak{E}_N dS = \int_{\odot} \Lambda_N dS.$$

Wir nennen

$$\int_{\odot} \mathfrak{M}_N dS \quad \text{und} \quad \int_{\odot} \mathfrak{E}_N dS$$

die von der Fläche S eingeschlossene magnetische, bez. elektrische Menge, und entsprechend $\Gamma(\mathfrak{M})$ und $\Gamma(\mathfrak{E})$ die magnetische, bez. elektrische Dichte. Unsere Gleichungen sprechen dann die Continuitätseigenschaften aus, die wir mit diesen Begriffen zu verknüpfen gewöhnt sind.

Weiter geben wir, indem wir für S ein Flächenelement wählen, den Grundgleichungen (B) die Form von Differentialgleichungen. Sie lauten:

$$(B) \quad \begin{cases} -P(E - [u\mathfrak{M}]) = \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} + \Gamma(\mathfrak{M}) \cdot u, \\ P(M + [u\mathfrak{E}]) = \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \Gamma(\mathfrak{E}) \cdot u + \Lambda, \end{cases}$$

wo $\partial/\partial t$ die zeitliche Aenderung in einem festen Raumpunkt bezeichnet. (Die Ableitung findet man z. B. „*elm. Feld*“ p. 535ff., die Gleichungen (B') in cartesischen Coordinaten unter (L') (M').)

Die Gleichungen (B') bilden nicht nur eine Folgerung, sondern zugleich einen *vollständigen* Ersatz der Gleichungen (B): die „*Stetigkeitsbedingungen*“ für Unstetigkeitsflächen, welche man neben ihnen noch einzuführen pflegt, drücken lediglich aus, dass sie *allgemein* gelten sollen. Wir können daher sachlich nichts verlieren, wenn wir alle Grössen unserer Gleichungen als stetig veränderlich betrachten.

Endlich wollen wir noch eine Bezeichnung einführen: Alle bekannten Körpergeschwindigkeiten u sind sehr klein gegen die Lichtgeschwindigkeit ω_0 ; wir wollen eine Grösse, welche den Factor $(u/\omega_0)^n$ enthält, eine Grösse n^{ter} Ordnung nennen.

Im Folgenden soll nun ein Abriss der Elektrodynamik gegeben werden, welche aus unseren Gleichungen (A) bis (E) entwickelt werden kann. Wir betrachten zunächst in §§ 2—5 die räumlich-zeitlichen Verhältnisse des elektromagnetischen Feldes an sich; sodann in §§ 6—7 die mechanischen Kräfte elektromagnetischen Ursprunges. Erst in diesem letzten Abschnitt bedürfen wir des Energieausdruckes in (A).

Alle elektromagnetischen Vorgänge, welche wir experimentell beherrschen, spielen sich in der Nähe der Erdoberfläche ab. Daneben kommt für uns nur noch in Betracht die Ausbreitung des Lichtes von den Sternen bis zur Erde. Die beiden Gruppen von Erscheinungen verlangen eine verschiedene Behandlung; wir beginnen mit der zweiten.

§ 2. Aberration. Doppler'sches Princip.

Wir betrachten an dieser Stelle die Ausbreitung des Lichtes von den Sternen bis in die Nähe unserer optischen Instrumente. In diesem ganzen Gebiet handelt es sich um Isolatoren, deren Constanten von denen des Vacuums nicht merklich verschieden sind. Wir haben also

$$\epsilon = \epsilon_0, \quad \mu = \mu_0, \quad \Lambda = \Gamma(\mathcal{E}) = \Gamma(\mathcal{M}) = 0.$$

Ferner sind die in Betracht kommenden Erscheinungen nur bekannt bis zu den Grössen *erster* Ordnung, sofern für u die

Geschwindigkeit eines Punktes der Erdoberfläche gesetzt wird. Wir wollen annehmen, dass *nirgends* die u solche Werte erreichen, welche eine Berücksichtigung der Grössen zweiter Ordnung notwendig machen würden. Dann erhalten wir aus (C):

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{\mathcal{E}}{\epsilon_0} = E - [u \mathfrak{M}], \\ \frac{\mathfrak{M}}{\mu_0} = M + [u \mathcal{E}], \end{cases}$$

und somit aus (B):

$$(2) \quad \begin{cases} -P \left(\frac{\mathcal{E}}{\epsilon_0} \right) = \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t}, \\ P \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mu_0} \right) = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}. \end{cases}$$

Die Gleichungen (2) sind identisch mit den Maxwell'schen Grundgleichungen der Lichtausbreitung in ruhenden Isolatoren, sofern man in diese die Polarisationen einführt. Sie sagen also wie diese aus, dass die Werte der beiden *Polarisationen* sich in transversalen Wellen fortpflanzen. *Aber die Feldintensitäten sind nicht mehr den Polarisationen gleichgerichtet.* — Betrachten wir insbesondere ein System ebener Wellen, deren Fortpflanzungsrichtung wir zur ξ -Axe wählen in einem ruhenden Coordinatensystem der (ξ, η, ζ) . Eine entsprechende Lösung von (2) ist:

$$(3) \quad \begin{cases} \mathcal{E}_\xi = 0, & \mathcal{E}_\eta = \sqrt{\epsilon_0} \cdot F, & \mathcal{E}_\zeta = 0 \\ \mathfrak{M}_\xi = 0, & \mathfrak{M}_\eta = 0, & \mathfrak{M}_\zeta = \sqrt{\mu_0} \cdot F' \end{cases} \quad \left| \begin{array}{l} F = F(\xi - \omega_0 t), \\ \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \end{array} \right.$$

Die Gleichungen (1) und (E) ergeben dann weiter

$$\begin{aligned} \Sigma_\xi &= -(\omega_0 - u_\xi)^2 \frac{e \cdot F^2}{\omega_0}, \\ \Sigma_\eta &= -u_\eta (\omega_0 - u_\xi) \frac{e \cdot F^2}{\omega_0}, \\ \Sigma_\zeta &= -u_\zeta (\omega_0 - u_\xi) \frac{e \cdot F^2}{\omega_0}, \end{aligned}$$

folglich

$$(4) \quad \Sigma_\xi : \Sigma_\eta : \Sigma_\zeta = (\omega_0 - u_\xi) : (-u_\eta) : (-u_\zeta).$$

Also: in jedem Punkte P des Raumes weist die *Wellennormale* N von dem Orte her, an welchem sich der Stern zur Zeit der Lichtaussendung befand; die *Strahlrichtung* Σ in P aber erhalten wir, indem wir einen Vector von der Grösse ω_0

und der Richtung N mit dem Vector $(-u)$ zusammensetzen. In diesen Sätzen ist das Gesetz der Aberration sowohl für die Fixsterne, wie für die beweglichen Sterne vollständig enthalten, sofern wir uns die Beobachtung ohne Hülfe optischer Instrumente ausgeführt denken. Bei den wirklichen Beobachtungen verläuft ein letztes Stück des Strahlenweges in Körpern, für welche ε und μ von ε_0 und μ_0 verschieden sind. Dafür aber ist hier u constant nach Grösse und Richtung. (Vgl. unten § 4 c.) Hervorzuheben ist, dass — in den Grössen erster Ordnung — die Aberration lediglich abhängt von Grösse und Richtung der Geschwindigkeit u am Beobachtungsorte P .

Die Gleichungen (3) und (4) beziehen sich auf ein ruhendes Coordinatensystem. Wir führen zwei neue Systeme ein: eines der $\xi_0 \dots$, welches die Geschwindigkeit u_0 des Sternes zur Zeit der Lichtaussendung teilt, eines der $\xi_1 \dots$, welches die Geschwindigkeit u_1 des Beobachters zur Zeit der Beobachtung besitzt. Wir haben dann:

$$\xi = \xi_0 + u_0 \varepsilon \cdot t,$$

$$\xi = \xi_1 + u_1 \varepsilon \cdot t,$$

und die Feldgrössen werden proportional mit

$$F\{\xi_0 - (\omega_0 - u_0 \varepsilon) t\},$$

bez.

$$F\{\xi_1 - (\omega_0 - u_1 \varepsilon) t\}.$$

Handle es sich um monochromatisches Licht, dann ist

$$F(\alpha) = \sin\left(\frac{N}{\omega_0} \alpha\right),$$

wo $N/2\pi$ die Schwingungszahl für einen ruhenden Beobachter bedeutet. Bezeichnet nun $N_0/2\pi$ die Schwingungszahl für einen im System der $\xi_0 \dots$ festen Punkt, also die wahre Schwingungszahl, und $N_1/2\pi$ die scheinbare Schwingungszahl für den mit der Geschwindigkeit u_1 bewegten Beobachter, so folgt

$$N_0 = (\omega_0 - u_0 \varepsilon) \frac{N}{\omega_0},$$

$$N_1 = (\omega_0 - u_1 \varepsilon) \frac{N}{\omega_0},$$

also, in den Grössen erster Ordnung genau,

$$(5) \quad \frac{N_1 - N_0}{N_0} = \frac{u_0 \varepsilon - u_1 \varepsilon}{\omega_0}.$$

Man kann $u_{0\xi} - u_{1\xi}$ als Annäherungsgeschwindigkeit des Sternes gegen den Beobachter bezeichnen, muss aber beachten, dass es sich um Lage und Geschwindigkeit des Beobachters zur *Beobachtungszeit*, dagegen um Lage und Geschwindigkeit des Sternes zur *Zeit der Lichtaussendung* handelt. Gleichung (5) spricht das Doppler'sche Princip aus.

§ 8. Bewegung der Erde. Umformung der Grundgleichungen.

Gegenstand unserer *Experimente* sind ausschliesslich Körper in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche. Die Geschwindigkeit u eines solchen Körpers setzt sich zusammen aus seiner relativen Geschwindigkeit v gegen die Erde und der Geschwindigkeit p , welche er bei starrer Verbindung mit der Erde besitzen würde. Dem Vector p dürfen wir für die räumliche und zeitliche Ausdehnung jedes einzelnen Versuches constante Grösse und Richtung zuschreiben. Den Hauptbeitrag zu p liefert die Bewegung der Erde in ihrer Bahn um die Sonne; sein Zahlwert ist sehr nahe $10^{-4} \cdot \omega_0$.

Wir beziehen von jetzt an unsere Gleichungen auf ein Coordinatensystem, welches starr mit der Erde verbunden ist. Ruhe, Bewegung, Geschwindigkeit etc., bezogen auf dieses System, sollen im Folgenden *relative* Ruhe, ... heissen. Eine Differentiation nach der Zeit, bei welcher die relativen Coordinaten des betrachteten Punktes als unverändert vorausgesetzt werden, soll durch $\delta/\delta t$ bezeichnet werden. Es ist dann

$$\frac{\delta}{\delta t} = \frac{\partial}{\partial t} + p \nabla.$$

und folglich nach (g): $u = p + v$, wo $p = \text{const.}$,

$$\begin{aligned} P[u \mathfrak{E}] &= P[v \mathfrak{E}] + P[p \mathfrak{E}] \\ &= P[v \mathfrak{E}] + \Gamma(\mathfrak{E}) \cdot p - p \nabla \cdot \mathfrak{E}. \end{aligned}$$

Somit wird aus (B') und (C):

$$(B_1) \quad \left\{ \begin{aligned} -P(E - [v \mathfrak{M}]) &= \frac{\delta \mathfrak{M}}{\delta t} + \Gamma(\mathfrak{M}) \cdot v, \\ P(M + [v \mathfrak{E}]) &= \frac{\delta \mathfrak{E}}{\delta t} + \Gamma(\mathfrak{E}) \cdot v + \Lambda, \end{aligned} \right.$$

$$(C_1) \quad \left\{ \begin{aligned} \Lambda &= \lambda(E - K), \\ \mathfrak{E} &= \epsilon E - \epsilon_0 \mu_0 [(p + v) M], \\ \mathfrak{M} &= \mu M + \epsilon_0 \mu_0 [(p + v) E]. \end{aligned} \right.$$

§ 4. Relativ ruhende Körper.

Für den Fall relativer Ruhe aller Körper gegen die Erde gehen diese Gleichungen über in:

$$(B_2) \quad \begin{cases} -P(E) = \frac{\delta \mathfrak{M}}{\delta t}, \\ P(M) = \frac{\delta \mathfrak{E}}{\delta t} + \Lambda, \end{cases}$$

$$(C_2) \quad \begin{cases} \Lambda = \lambda(E - K), \\ \mathfrak{E} = \varepsilon E - \varepsilon_0 \mu_0 [p M], \\ \mathfrak{M} = \mu M + \varepsilon_0 \mu_0 [p E]. \end{cases}$$

Nun werden, soweit unsere bisherigen Erfahrungen reichen, sowohl die im engeren Sinne elektromagnetischen, wie die optischen Erscheinungen in relativ ruhenden Körpern vollständig dargestellt durch die Maxwell'schen Gleichungen (B_0), (C_0). Wir haben also zu untersuchen, inwiefern sich die Folgerungen aus (B_2), (C_2) von den Folgerungen aus (B_0), (C_0) unterscheiden.

a) Stationäre Felder.

Stationäre Erscheinungen — genauer: Erscheinungen, welche stationär bleiben für den mitbewegten Beobachter — sind dadurch charakterisirt, dass $\delta/\delta t = 0$ ist. Für sie gilt also:

$$(6) \quad \begin{cases} -P(E) = 0, \\ P(M) = \Lambda. \end{cases}$$

Aus der zweiten dieser Gleichungen folgt:

$$(7) \quad \Gamma(\Lambda) = 0.$$

Die Gleichungen (6) stimmen überein mit den Gleichungen der Maxwell'schen Theorie für stationäre Felder. Durch sie ist das Feld eindeutig bestimmt, sobald noch die Werte $\Gamma(\mu M)$ überall, die Werte $\Gamma(\varepsilon E)$ durchweg im Dielektricum, und die Werte $\int \varepsilon E_N dS$ für die Gesamtoberfläche jedes Leiters vorgeschrieben sind (vgl. „elm. Feld“ p. 375 ff.). Diese Werte bedeuten in der Maxwell'schen Theorie bez. die magnetische Dichte, die elektrische Dichte, die gesamte Elektrizitätsmenge eines Leiters. Die gleichen Grössen sind in unserer Theorie

dargestellt durch die Werte $\Gamma(\mathfrak{M})$, $\Gamma(\mathfrak{E})$, $\int \mathfrak{E}_N dS$ (vgl. oben p. 35). Wir wollen zeigen, dass sie infolge der Gleichungen (C₃) und (6) den obigen bez. gleich sind. Es ist nach (C₃) und (f)

$$\Gamma(\mathfrak{M}) = \Gamma(\mu M) - \epsilon_0 \mu_0 p \cdot P(E),$$

also nach (6)

$$(8a) \quad \Gamma(\mathfrak{M}) = \Gamma(\mu M).$$

Ebenso

$$\Gamma(\mathfrak{E}) = \Gamma(\epsilon E) + \epsilon_0 \mu_0 p \cdot P(M)$$

$$(8b) \quad = \Gamma(\epsilon E) + \epsilon_0 \mu_0 p \cdot \Lambda.$$

Daher im Dielektricum:

$$(8c) \quad \Gamma(\mathfrak{E}) = \Gamma(\epsilon E);$$

und für einen Leiter von der Oberfläche S und dem Volumen τ :

$$\int \mathfrak{E}_N dS = \int \Gamma(\mathfrak{E}) d\tau = \int \epsilon E_N dS + \epsilon_0 \mu_0 \int p \cdot \Lambda d\tau.$$

Das letzte Integral können wir schreiben, indem wir etwa $p//x$ wählen:

$$p \int dx \int \int \Lambda_x dy dz.$$

Aber wegen (7) ist

$$\int \int \Lambda_x dy dz = 0,$$

da jeder zu x normale Querschnitt durch den Leiter mittels eines in Isolatoren verlaufenden Flächenstückes zu einer geschlossenen Fläche ergänzt werden kann. Somit

$$(8d) \quad \int \mathfrak{E}_N dS = \int \epsilon E_N dS.$$

Die Gleichungen (6) und (8a, c, d) sagen zusammen aus: *das stationäre Feld ist bei gleicher elektrischer und magnetischer Verteilung das gleiche, welches auch die Maxwell'sche Theorie ergibt.*

b) Quasistationäre Felder.

Als „quasistationär“ bezeichnen wir veränderliche Felder, welche ausreichend dargestellt werden durch die Gleichungen:

$$(9) \quad \begin{cases} -P(E) = \frac{\delta \mathfrak{M}}{\delta t}, \\ P(M) = \Lambda \end{cases}$$

(vgl. „elm. Feld“ p. 306 ff. und 379 ff.).

Aus der zweiten Gleichung folgt wieder (7):

$$\Gamma(\Lambda) = 0.$$

(1) Die betrachteten Vorgänge sind also dadurch charakterisirt, dass erstens die Strömung in *geschlossenen* Stromfäden verläuft, in deren jedem sie in einheitlichem Rhythmus pulsirt, und dass zweitens das magnetische Feld in jedem Moment mit ausreichender Genauigkeit aus der jeweiligen Strömung berechnet werden kann in der gleichen Weise, wie wenn diese stationär wäre.

Die erste der Gleichungen (9) enthält das Gesetz der inducirten elektromotorischen Kräfte. Sie hat die *Form* des Faraday'schen Inductionsgesetzes; aber \mathfrak{M} bedeutet nicht mehr die Grösse μM , sondern den in (C_2) gegebenen Wert. Es tritt also in einer Curve s , welche die Fläche S umspannt, neben der Faraday'schen elektromotorischen Kraft

$$\mathcal{E} = - \frac{\delta}{\delta t} \int \mu M_N dS$$

eine neue auf:

$$\mathcal{E}' = - \frac{\delta}{\delta t} \int \epsilon_0 \mu_0 [p E]_N dS.$$

Sie ist selbst für die stärksten herstellbaren E sehr klein, und könnte nur erkannt werden durch den Stromstoss in einem Leiter, der in der Curve s verläuft. Es sei etwa $p // x$, $E // y$, $N // z$; dann ist

$$(10) \quad \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{E}' \delta t = - \epsilon_0 \mu_0 p \cdot \left\{ \int \int E_y dx dy \right\}_{t_0}^{t_1}.$$

Vor wie nach dem Inductionsstoss ist aber das Linienintegral von E zwischen zwei beliebigen Punkten des Leiters gleich Null, d. h. in (10) ist $\int E_y dy = 0$ sowohl für $t = t_0$ wie für $t = t_1$, und daher ist die rechte Seite selbst gleich Null. *Die Correction am Faraday'schen Inductionsgesetz ergibt somit keine wahrnehmbaren Folgen.*

c) Strahlungsvorgänge.

Es bleiben noch die Vorgänge zu besprechen, bei welchen die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des Feldes zur Geltung kommt. Auf diesem Gebiet geben bisher nur *optische* Methoden

die Möglichkeit, über das Vorhandensein selbst der Grössen erster Ordnung zu entscheiden.

Nach dem Vorgange von Lorentz¹⁾ transformiren wir die Gleichungen (B_3) durch Einführung der „Ortszeit“

$$(11) \quad t' = t - \epsilon_0 \mu_0 p \cdot r$$

an Stelle der allgemeinen Zeit t . Hier bedeutet r den Radius-vector des betrachteten Punktes P . In cartesianischen Coordinaten also: statt der bisherigen unabhängigen Veränderlichen x, y, z, t führen wir ein

$$(11') \quad x' = x, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t - \epsilon_0 \mu_0 (p_x \cdot x + p_y \cdot y + p_z \cdot z).$$

Bezeichnen wir die Rotation im neuen System durch P' , so lautet das Resultat der Umformung:

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} -P'(E) = \frac{\delta(\mu M)}{\delta t'}, \\ P'(M) = \frac{\delta(e E)}{\delta t'} + \Lambda, \end{array} \right.$$

wo

$$\Lambda = \lambda(E - K).$$

Denkt man sich in (12) die Veränderliche t' durch t ersetzt, so hat man die Maxwell'schen Gleichungen (B_0') (C_0) vor sich. Es folgt also — und zwar in aller Strenge — der Satz:

Jedem im *ruhenden* System möglichen Vorgang entspricht ein möglicher Vorgang im *bewegten* System, bei welchem die gleichen Werte E, M , welche im Punkte P zur Zeit t stattfanden, jetzt zur Zeit t' eintreten. Der Zeitunterschied $t' - t$ ist eindeutige Function der Lage von P .

Richtung des Strahles ist die gemeinsame Normale von E und M . Sie wird nach dem Vorstehenden durch die Erdbewegung nicht beeinflusst. Also:

Der relative Strahlengang ist unabhängig von der Erdbewegung. Oder: die gesamte geometrische Optik bleibt von unserer Correction der Maxwell'schen Gleichungen unberührt.

Daraus folgt speciell: wenn uns der Weg der Lichtstrahlen von einem Stern bis in die Nähe der Erdoberfläche (in das Gebiet $u = p$ hinein) erst bekannt ist, so brauchen wir bei der

1) H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie etc., Leiden 1895.

Behandlung des weiteren relativen Verlaufes auf die Bewegung der Erde keine Rücksicht mehr zu nehmen. Oder: *die beobachtete Aberration ist unabhängig von der Form und physikalischen Beschaffenheit der brechenden Körper in unseren Fernrohren (Linsen, Füllung mit Wasser).*

Weiter: die Zeit, welche das Licht braucht, um von P_1 nach P_2 zu gelangen, wird zwar durch die gemeinsame Geschwindigkeit von P_1 und P_2 geändert, aber für jeden Weg, der von P_1 nach P_2 führt, um denselben Betrag. Also: *die Erdbewegung bringt in keinem Interferenzbild eine Veränderung hervor.*

Alle Bestimmungen von Wellenlängen beruhen auf Ausmessung von Interferenzbildern; also: *was wir als Wellenlänge messen, das ist der bereits vom Einfluss der Erdbewegung befreite „normale“ Wert dieser Grösse.*

Könnten und würden wir aber die Wellenlänge direct entsprechend ihrer Definition bestimmen als die Strecke, um welche eine bestimmte Phase einer Sinuswelle während der Zeit einer Periode fortschreitet, so müssten wir verschiedene Werte erhalten je nach dem Winkel, welchen die Fortpflanzungsrichtung mit der Richtung der Erdbewegung einschliesst.

Wir wollen die Rechnung durchführen für ebene Wellen in einem isolirenden Medium. Wir setzen also an: alle Feldcomponenten sollen proportional sein ein und derselben Function des Argumentes

$$\alpha = v_x \cdot x' + v_y \cdot y' + v_z \cdot z' - t'.$$

Damit dieser Ansatz den Gleichungen (12), mit $\Lambda = 0$, genüge, muss

$$(13) \quad v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = \epsilon \mu$$

und E , wie M normal zu v sein.

Es ist aber nach (11'):

$$(14) \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha = n_x \cdot x + n_y \cdot y + n_z \cdot z - t, \\ \text{wo} \\ n_x = v_x + \epsilon_0 \mu_0 p_x, \quad n_y = v_y + \epsilon_0 \mu_0 p_y, \quad n_z = v_z + \epsilon_0 \mu_0 p_z. \end{array} \right.$$

Die Lösung stellt also eine ebene Welle dar, deren Normale die Richtung von n hat, während der Strahl parallel zu v ist.

Die „Strahlgeschwindigkeit“ U ist ein Vector, der die Richtung des Strahles hat, und dessen Grösse durch die Länge

des Strahles zwischen den Ebenen $\alpha(t) = 0$ und $\alpha(t+1) = 0$ dargestellt ist, d. h. U ist bestimmt durch die Gleichungen

$$(15) \quad \begin{cases} n_x \cdot U_x + n_y \cdot U_y + n_z \cdot U_z = 1, \\ U_x = x \cdot v_x, \quad U_y = x \cdot v_y, \quad U_z = x \cdot v_z. \end{cases}$$

Daraus folgt als Zahlwert von U :

$$U = \frac{v}{v_x \cdot n_x + v_y \cdot n_y + v_z \cdot n_z},$$

oder

$$(16) \quad \frac{1}{U} = \sqrt{\epsilon \mu} + \epsilon_0 \mu_0 p_v,$$

wo p_v die Componente von p nach der Richtung des Strahles bedeutet.

Wenn wir noch durch

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad \text{und} \quad \beta = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}}$$

die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im ruhenden Medium und den Brechungs-exponenten bezeichnen, so erhalten wir aus (16) für die Fortpflanzungszeit t , welche der Strahllänge s entspricht:

$$(17) \quad t = \frac{s}{\omega} + \frac{p \cdot s_p}{\omega_0^2},$$

und zwar in aller Strenge. Genähert, d. h. richtig in den Grössen erster Ordnung, erhalten wir:

$$(18) \quad U = \omega - \frac{p_v}{\beta^2}.$$

In (17) bedeutet s_p die Projection der Strahllänge auf die Richtung von p . Der Factor von s_p ist unabhängig von dem Medium, in welchem die Strecke s zurückgelegt wird; das von p abhängige Glied giebt daher denselben Gesamtbeitrag zur Fortpflanzungszeit, wenn mittels beliebiger Reflexionen und Brechungen eine gegebene anfängliche Wellenebene auf verschiedenen Wegen in eine ebenfalls gegebene Endlage übergeführt wird. Dies ist nochmals in speciellerer Form der Satz von der Unveränderlichkeit der Interferenzbilder; er ist als richtig — auch in den Grössen zweiter Ordnung — erwiesen durch die Versuche von Michelson und Morley.

Abhängig von der Erdbewegung muss nach (18) die Geschwindigkeit U sein. Die sogenannten „terrestrischen Methoden“ bestimmen aber die Lichtgeschwindigkeit aus der zum Durch-

laufen einer *geschlossenen* Bahn verbrauchten Zeit. Sie müssten daher selbst bei beliebig gesteigerter Genauigkeit einen von der Erdbewegung unabhängigen Wert liefern.

Indem wir die Ergebnisse dieses Paragraphen zusammenfassen, können wir die am Anfang desselben gestellte Frage dahin beantworten: *Von allen bisher beobachteten elektrischen und optischen Erscheinungen in relativ ruhenden Körpern geben unsere Grundgleichungen ebensowohl Rechenschaft wie die Maxwell'schen.*

§ 5. Relative Bewegungen.

Indem wir uns jetzt der Betrachtung des Feldes in relativ zur Erde *bewegten* Körpern zuwenden — und zwar zunächst unter Ausschluss der optischen Erscheinungen —, müssen wir auf die Gleichungen (B_1) (C_1) des § 3 zurückgreifen. Da wir nicht von den hypothetischen Bewegungen kleinster Teilchen, sondern ausschliesslich von den wahrnehmbaren Bewegungen ausgedehnter Massen handeln, so dürfen wir alle Geschwindigkeiten v als verschwindend klein gegen p und a fortiori gegen ω_0 annehmen. Wir vernachlässigen daher die Glieder, welche $v \cdot (p + v) \epsilon_0 \mu_0$ als Factor enthalten, und haben so zunächst:

$$(19) \quad \begin{cases} -P(E - [v \cdot \mu M]) = \frac{\delta \mathfrak{M}}{\delta t} + \Gamma(\mu M) \cdot v \\ P(M + [v \cdot \epsilon E]) = \frac{\delta \mathfrak{E}}{\delta t} + \Gamma(\epsilon E) \cdot v + \Lambda. \end{cases}$$

Ferner aber durften wir, wie in § 4 gezeigt wurde, unter dem Zeichen $\delta/\delta t$ die mit dem Factor $\epsilon_0 \mu_0 p$ behafteten Glieder fortlassen, ohne dadurch Ungenauigkeiten hervorzurufen, welche für *elektromagnetische* Methoden erkennbar sind. Um so mehr gilt dies für die Glieder mit $\epsilon_0 \mu_0 v$. Vernachlässigen wir die einen, wie die anderen, so haben wir in (19) für \mathfrak{E} und \mathfrak{M} an Stelle der in (C_1) gegebenen Werte zu setzen:

$$(20) \quad \begin{cases} \mathfrak{E} = \epsilon E, \\ \mathfrak{M} = \mu M. \end{cases}$$

Aus den Gleichungen (19) (20) ist die gemeinsame Geschwindigkeit p vollständig verschwunden. Sie enthalten nur noch die *relativen* Geschwindigkeiten v , und stimmen völlig überein mit den Hertz'schen „Grundgleichungen der Elektro-

dynamik für bewegte Körper“. Dass sie „die elektromagnetischen Erscheinungen im engeren Sinne in dem Umfange darstellen, in welchem dieselben bisher mit Sicherheit untersucht worden sind“, hat Hertz¹⁾ gezeigt.

Es bleibt uns also nur zu untersuchen, was unsere Gleichungen über die *Optik* bewegter Medien aussagen. Die wenigen vorliegenden Versuche (angestellt an strömendem Wasser von Fizeau, wiederholt von Michelson und Morley) lassen sich ausreichend discutiren, sofern man das Gesetz der Ausbreitung ebener Wellen in *gleichförmig* bewegten Medien kennt; der gleichförmigen Geschwindigkeit sind lediglich für die verschiedenen Teile des Apparates verschiedene Werte beizulegen. Diesen Fall haben wir bereits in § 4 c) behandelt, und zwar ohne alle Vernachlässigung auf Grundlage unserer Fundamentalgleichungen. Wir haben nur das p des § 4 jetzt durch $p+v$ zu ersetzen, und zu beachten, dass die so entstehenden Gleichungen für ein Coordinatensystem gelten, welches die Geschwindigkeit $p+v$ teilt. Die so verstandene Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist nach (18):

$$\omega = \frac{p_r + v_r}{\beta^2}.$$

Zur Beobachtung gelangt ausschliesslich die Veränderung eines Interferenzbildes, welche durch Veränderung der v hervorgerufen wird. Diese ist unabhängig vom Werte des p ; es verhält sich daher für die Beobachtung alles so, als ob $p=0$ und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, bezogen auf das bewegte Medium,

$$\omega = \frac{v_r}{\beta^2}$$

wäre. Dies bedeutet für den Beobachter, welcher an der Bewegung des Mediums nicht teilnimmt, eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$(21) \quad \omega + \left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) v_r.$$

Diesen Wert bestätigen die Versuche; über die Grössen zweiter Ordnung, welche in (18) bereits vernachlässigt sind, geben sie keine Auskunft.

1) Vgl. die Hertz'sche Abhandlung oder etwa „elm. Feld“, p. 541 ff.

§ 6. Mechanische Kräfte.

Soweit es sich um die Kräfte handelt, welche bei unseren Versuchen zur Geltung kommen, bilden die Grundgleichungen in der Form (B_1) (C_1) den geeignetsten Ausgangspunkt. In allen anderen Fällen aber können wir von den aus (B_1) (C_1) gezogenen Folgerungen leicht zu den Folgerungen übergehen, welche wir aus (B) und (C) gewonnen haben würden, indem wir in unseren Resultaten

$$(22) \quad p = 0, \quad v = u, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}$$

setzen.

Wir multipliciren die erste der Gleichungen (B_1) mit $M + [v \mathfrak{E}]$, die zweite mit $E - [v \mathfrak{M}]$ und addiren; dann entsteht nach (f):

$$- \Gamma [(E - [v \mathfrak{M}]) (M + [v \mathfrak{E}])] = \left(\frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} + \Gamma (\mathfrak{M}) \cdot v \right) \cdot (M + [v \mathfrak{E}]) + \left(\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \Gamma (\mathfrak{E}) \cdot v + \Lambda \right) \cdot (E - [v \mathfrak{M}]).$$

Nun folgt aus (C_1) unter Benutzung von (c):

$$M \cdot \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} + E \cdot \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = M \cdot \frac{\partial (\mu M)}{\partial t} + E \cdot \frac{\partial (\varepsilon E)}{\partial t} + \varepsilon_0 \mu_0 (p + v) \cdot \frac{\partial [EM]}{\partial t} + 2 \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial (p + v)}{\partial t} \cdot [EM],$$

und somit

$$(23) \quad \left\{ \begin{aligned} - \Gamma [(E - [v \mathfrak{M}]) (M + [v \mathfrak{E}])] &= E \cdot \frac{\partial (\varepsilon E)}{\partial t} + M \cdot \frac{\partial (\mu M)}{\partial t} \\ &+ \varepsilon_0 \mu_0 (p + v) \cdot \frac{\partial [EM]}{\partial t} + 2 \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial (p + v)}{\partial t} \cdot [EM] + E \cdot \Lambda \\ &+ v \cdot \left\{ \Gamma (\mathfrak{E}) E + \Gamma (\mathfrak{M}) M + \frac{\partial}{\partial t} [\mathfrak{E} \mathfrak{M}] + \Lambda \mathfrak{M} \right. \\ &\quad \left. + [\Gamma (\mathfrak{E}) v \cdot \mathfrak{M}] - [\Gamma (\mathfrak{M}) v \cdot \mathfrak{E}] \right\}. \end{aligned} \right.$$

Andererseits haben wir aus (A):

$$W = \int_{\infty} w d\tau,$$

wo

$$w = \frac{1}{2} (E \cdot \mathfrak{E} + M \cdot \mathfrak{M}) + \varepsilon_0 \mu_0 (p + v) \cdot [EM],$$

oder nach (C_1) auch

$$(24) \quad w = \frac{1}{2} (\varepsilon E^2 + \mu M^2) + 2 \varepsilon_0 \mu_0 (p + v) \cdot [EM].$$

Wir bilden $\delta w / \delta t$, und beachten dabei, dass die Werte von ε und μ an der bewegten Materie haften, dass also

$$0 = \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v \cdot \nabla \varepsilon,$$

$$0 = \frac{d\mu}{dt} = \frac{\partial \mu}{\partial t} + v \cdot \nabla \mu,$$

oder

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -v \cdot \nabla \varepsilon, \quad \frac{\partial \mu}{\partial t} = -v \cdot \nabla \mu$$

ist. So ergibt sich aus (24):

$$(25) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\delta w}{\delta t} &= E \cdot \frac{\partial (v E)}{\partial t} + \frac{1}{2} E^2 v \cdot \nabla \varepsilon + M \cdot \frac{\partial (\mu M)}{\partial t} + \frac{1}{2} M^2 v \cdot \nabla \mu \\ &+ 2 \varepsilon_0 \mu_0 (p + v) \cdot \frac{\partial [E M]}{\partial t} + 2 \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial (p + v)}{\partial t} \cdot [E M]. \end{aligned} \right.$$

Aus (23) und (25) folgt:

$$(26) \quad \left\{ \begin{aligned} -\Gamma[(E - [v \mathcal{M}]) (M + [v \mathcal{E}])] &= \frac{\delta w}{\delta t} \\ &+ E \cdot \Lambda - p \cdot \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial [E M]}{\partial t} + v \cdot f, \end{aligned} \right.$$

wo

$$(27) \quad \left\{ \begin{aligned} f &= \Gamma(\mathcal{E}) E - \frac{1}{2} E^2 \nabla \varepsilon + \Gamma(\mathcal{M}) M - \frac{1}{2} M^2 \nabla \mu + [\Lambda \mathcal{M}] \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \{ [\mathcal{E} \mathcal{M}] - \varepsilon_0 \mu_0 [E M] \} + [\Gamma(\mathcal{E}) v \cdot \mathcal{M}] - [\Gamma(\mathcal{M}) v \cdot \mathcal{E}]. \end{aligned} \right.$$

Wir multipliciren die Gleichung (26) mit $d\tau$ und integrieren über das ganze Feld. Dann bildet sich links ein Oberflächenintegral, dessen Integrand überall Null ist. Rechts entsteht aus dem ersten Glied:

$$\frac{\delta W}{\delta t} = \frac{\partial W}{\partial t}.$$

Also:

$$(28) \quad -\frac{\partial W}{\partial t} = \int_{\infty} E \cdot \Lambda d\tau - p \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_{\infty} \varepsilon_0 \mu_0 [E M] d\tau + \int_{\infty} v \cdot f d\tau.$$

Zunächst fassen wir die Partialgeschwindigkeiten gemäß (22) in eine zusammen, indem wir $p=0$, $v=u$ setzen. Wir erhalten so:

$$(29) \quad -\frac{\partial W}{\partial t} = \int_{\infty} E \cdot \Lambda d\tau + \int_{\infty} u \cdot f_0 d\tau,$$

wo

$$(30) \left\{ \begin{aligned} f_0 &= \Gamma(\mathcal{E}) E - \frac{1}{2} E^2 \nabla \varepsilon + \Gamma(\mathcal{M}) M - \frac{1}{2} M^2 \nabla \mu + [\Lambda \mathcal{M}] \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \{ [\mathcal{E} \mathcal{M}] - \varepsilon_0 \mu_0 [E M] \} + [\Gamma(\mathcal{E}) u, \mathcal{M}] - [\Gamma(\mathcal{M}) u, \mathcal{E}]. \end{aligned} \right.$$

Nun ist erfahrungsmässig $\int E \cdot \Lambda d\tau$ der Energiebetrag, welcher per Zeiteinheit in den Leitern in der Form von Wärme und chemischer Energie abgegeben wird. Die Gleichung (29) lehrt also, dass das Energieprincip gewahrt ist, sofern wir W als die elektromagnetische Energie des Feldes und $\int u \cdot f_0 d\tau$ als die in der Zeiteinheit geleistete mechanische Arbeit betrachten dürfen. Als Energie dürfen wir *jede* eindeutige Function von E , M und u ansprechen; den von Gleichung (29) geforderten Wert haben wir bereits in (A) vorweggenommen. Der Arbeit dürfen wir den angegebenen Wert zuschreiben, wenn wir ohne Widerspruch erstens mit unseren Grundannahmen und zweitens mit der Erfahrung f_0 als die auf den Inhalt der Volumeinheit wirkende Kraft ansehen dürfen.

Bezüglich der *ersten* Forderung bemerken wir, dass für ein Volumelement im *Vacuum* gilt:

$$\Gamma(\mathcal{E}) = \Gamma(\mathcal{M}) = \nabla \varepsilon = \nabla \mu = \Lambda = 0, \quad \varepsilon = \varepsilon_0, \quad \mu = \mu_0,$$

und ferner nach unserer Festsetzung (vgl. p. 34):

$$u = 0, \quad \text{also} \quad \mathcal{E} = \varepsilon_0 E, \quad \mathcal{M} = \mu_0 M.$$

Es wird also in f_0 jedes einzelne Glied gleich Null. Daher bleibt $u = 0$, wenn es einmal gleich Null war. Unsere Festsetzung kann somit nicht zu einem inneren Widerspruch führen.

Unsere *Erfahrungen* über die mechanischen Kräfte elektromagnetischen Ursprunges entspringen ausschliesslich der Beobachtung der *relativen* Bewegungen der Körper. Wir benutzen daher die Gleichung (28). In dieser erscheint die geleistete Arbeit in zwei Teile zerlegt: Der erste Teilbetrag entspricht einer Bewegung, welche alle Körper des Feldes gemeinsam als starres System ausführen, und bedeutet, dass eine solche Bewegung durch eine Kraft

$$F = - \frac{\partial}{\partial t} \int \varepsilon_0 \mu_0 [E M] d\tau$$

unterstützt wird.

Der zweite Teilbetrag $\int_{\infty}^{\infty} \mathbf{v} \cdot \mathbf{f} d\tau$ entspricht den *relativen* Bewegungen der im Felde vorhandenen Körper; er bedeutet, dass diese Bewegungen durch die Kräfte \mathbf{f} beherrscht sind. Es fragt sich also, ob die \mathbf{f} in (27) thatsächlich die von uns beobachteten Kräfte sind.

Aus dem Ausdruck von \mathbf{f} können wir zunächst die beiden letzten Glieder ausscheiden. Das erste dieser Glieder bedeutet eine Kraft auf ein bewegtes elektrisch geladenes Teilchen, welche dasselbe normal zur magnetischen Polarisation und *normal zu seiner Bewegungsrichtung* fortzutreiben sucht. An ausgedehnten Massen wird sie wegen der Kleinheit des Factors \mathbf{v} kaum nachzuweisen sein. (Sie ist herbeigezogen worden zur Deutung der an den Kathodenstrahlen beobachteten Erscheinungen und des Zeeman-Effectes.) Aber wie dem auch sein mag: die Arbeit einer solchen Kraft ist Null; ihre Existenz oder Nichtexistenz ändert also nichts bezüglich der Energiegleichung. Das gleiche gilt für die Kraft auf ein im elektrischen Felde bewegtes magnetisches Teilchen, welche durch das zweite der in Frage stehenden Glieder dargestellt wird. In Zeichen; nach (d) ist $\mathbf{v} \cdot [\mathbf{v} \mathbf{M}] = 0$, $\mathbf{v} \cdot [\mathbf{v} \mathbf{E}] = 0$; wir hätten also in (23) sogleich die beiden letzten Terme unterdrücken können.

Weiter: Der Term

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ [\mathbf{E} \mathbf{M}] - \epsilon_0 \mu_0 [\mathbf{E} \mathbf{M}] \}$$

bezeichnet zwei Partialkräfte, welche stets so klein bleiben, dass jede einzelne von ihnen höchstens in äusserst verdünnten Gasen zu wahrnehmbaren Bewegungen führen könnte.¹⁾ In diesem Falle aber ist $\epsilon = \epsilon_0$, $\mu = \mu_0$; die beiden Kräfte compensiren sich daher in den Grössen niedrigster Ordnung; es bleiben nur Glieder der Form $(p + v)/\omega^2 \cdot \partial/\partial t$ übrig, welche unter keinen Umständen zu merkbaren Bewegungen Anlass geben können.

Die wahrnehmbaren Kräfte werden somit dargestellt durch die fünf ersten Terme in \mathbf{f} . Diese bezeichnen in strenger Vollständigkeit die Kräfte im *relativ ruhenden*, *stationären* Felde.

1) Vgl. H. Hertz, Ausbreitung der elektrischen Kraft, p. 284; H. v. Helmholtz, Wissenschaftl. Abhandl. 3. p. 581 f.

Diese Kräfte sind es zugleich, welche das Object aller genauen Messungen bilden. Um sie als Functionen von E und M auszudrücken, haben wir die Werte von \mathfrak{M} , $\Gamma(\mathfrak{E})$, $\Gamma(\mathfrak{M})$ aus (C₂) und (8) zu entnehmen. Aus (8b) folgt:

$$\begin{aligned}\Gamma(\mathfrak{E})E &= \Gamma(\varepsilon E)E + \varepsilon_0 \mu_0 (p \cdot \Lambda)E, \\ \text{oder nach (e):} \\ &= \Gamma(\varepsilon E)E + \varepsilon_0 \mu_0 \{(\Lambda \cdot E)p - [\Lambda [pE]]\}.\end{aligned}$$

Den letzten Term vereinigen wir mit dem Term $[\Lambda \mathfrak{M}]$ in f , und erhalten so:

$$(31) \quad \begin{cases} f = \Gamma(\varepsilon E)E - \frac{1}{2}E^2 \nabla \varepsilon + \Gamma(\mu M)M - \frac{1}{2}M^2 \nabla \mu \\ \quad + [\Lambda \cdot \mu M] + \varepsilon_0 \mu_0 (\Lambda \cdot E)p. \end{cases}$$

Die fünf ersten Terme dieses Ausdruckes stellen die bekannten Kräfte des stationären Feldes vollständig dar: die Kräfte auf die Träger von Elektrizitätsmengen, auf ungeladene Dielektrica, auf die Teilchen permanenter Magnete, auf temporär magnetisirte Körper, auf durchströmte Leiter. Zu diesen bekannten Kräften gesellt sich nach unserer Theorie eine weitere Kraft auf durchströmte Leiter, welche bisher nicht beobachtet ist: $\varepsilon_0 \mu_0 (\Lambda \cdot E)p$. Sie hat die Richtung der Erdbewegung, und würde für ein Stück Kupfer bei der Stromdichte $1 \frac{\text{Ampère}}{\text{mm}^2}$ den 10¹³ten Theil des Kupfergewichtes betragen.

§ 7. Localisirung der Energie.

Der in § 6 discutierte Wert der mechanischen Kräfte leistet gemäss seiner Ableitung der Bedingung Genüge, dass für das gesamte Feld das Princip von der Erhaltung der Energie gewahrt sein muss. Wir haben noch zu untersuchen, ob wir die Energie localisiren können unter Aufrechterhaltung unserer Annahme (E), dass

$$\Sigma = c[EM]$$

die Strahlung sei.

Wir gehen aus von der Gleichung (26), verstehen aber wiederum unter v die Gesamtgeschwindigkeit, setzen also

$$p = 0, \quad v = u, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t},$$

und damit

$$f = f_0 \quad [\text{vgl. Gleichung (30)}].$$

Auf der linken Seite sondern wir

$$\Gamma [[u \mathfrak{M}] [u \mathfrak{E}]]$$

ab, und denken es in seiner ursprünglichen Form:

$$[u \mathfrak{E}] \cdot P[u \mathfrak{M}] - [u \mathfrak{M}] \cdot P[u \mathfrak{E}] = u \cdot [\mathfrak{E} \cdot P[u \mathfrak{M}]] \\ - u \cdot [\mathfrak{M} \cdot P[u \mathfrak{E}]]$$

auf die rechte Seite gebracht. Es entsteht so:

$$(32) \quad -\Gamma(T) = \frac{\partial w}{\partial t} + E \cdot \Lambda + u \cdot (f_0 + f_1),$$

wo

$$(33) \quad T = [EM] + [E[u \mathfrak{E}]] + [M[u \mathfrak{M}]], \\ f_1 = -[\mathfrak{E} \cdot P[u \mathfrak{M}]] + [\mathfrak{M} \cdot P[u \mathfrak{E}]], \\ w = \frac{1}{2} (E \cdot \mathfrak{E} + M \cdot \mathfrak{M}) + \varepsilon_0 \mu_0 u \cdot [EM].$$

Den Ausdruck für T müssen wir umformen. Es ist nach (e):

$$[E[u \mathfrak{E}]] + [M[u \mathfrak{M}]] = (E \cdot \mathfrak{E} + M \cdot \mathfrak{M}) u - (u \cdot E) \mathfrak{E} - (u \cdot M) \mathfrak{M} \\ = (E \cdot \mathfrak{E} + M \cdot \mathfrak{M}) u - (u \cdot E) \varepsilon E - (u \cdot M) \mu M \\ - \varepsilon_0 \mu_0 \{-(u \cdot E) [u M] + (u \cdot M) [u E]\}.$$

Aber

$$\{ \} = [u \{E(u \cdot M) - M(u \cdot E)\}] = [u[u[EM]]] \\ = (u \cdot [EM]) u - u^2 [EM]$$

und

$$E \cdot \mathfrak{E} + M \cdot \mathfrak{M} = \varepsilon E^2 + \mu M^2 + 2 \varepsilon_0 \mu_0 u \cdot [EM].$$

Also

$$T = (1 + \varepsilon_0 \mu_0 u^2) [EM] + \frac{1}{2} (E \cdot \mathfrak{E} + M \cdot \mathfrak{M}) u \\ + \frac{1}{2} (\varepsilon E^2 + \mu M^2) u - (u \cdot E) \varepsilon E - (u \cdot M) \mu M.$$

Wir können daher (32) in folgender Form schreiben:

$$(34) \quad \left\{ \begin{array}{l} -\Gamma(\Sigma + w_1 u) - \Gamma(Y) = \frac{\partial w}{\partial t} + E \cdot \Lambda + u \cdot (f_0 + f_1), \\ \text{oder} \\ \int (\Sigma_n + w_1 u_n) dS + \int Y_n dS = \frac{\partial}{\partial t} \int w d\tau \\ \quad + \int E \cdot \Lambda d\tau + \int u \cdot (f_0 + f_1) d\tau, \end{array} \right.$$

wo S die Oberfläche von τ , n die innere Normale von dS ,

$$(35) \quad \Sigma = (1 + \varepsilon_0 \mu_0 u^2) [E M],$$

$$(36) \quad \begin{cases} w_1 = \frac{1}{2} (E \cdot \mathfrak{E} + M \cdot \mathfrak{M}), \\ w = \frac{1}{2} (E \cdot \mathfrak{E} + M \cdot \mathfrak{M}) + \varepsilon_0 \mu_0 u \cdot [E M], \end{cases}$$

$$(37) \quad Y = \frac{1}{2} (\varepsilon E^2 + \mu M^2) u - (u \cdot E) \varepsilon E - (u \cdot M) \mu M,$$

oder

$$(37') \quad \begin{cases} Y_n = -u \cdot \pi^n, \text{ wo } \pi^n \text{ ein Vector mit den} \\ \text{Componenten } \pi_x^n, \pi_y^n, \pi_z^n; \\ \pi_x^n = \pi_x^n \cos(n x) + \pi_y^n \cos(n y) + \pi_z^n \cos(n z); \\ \pi_x^n = -\frac{1}{2} (\varepsilon E^2 + \mu M^2) + \varepsilon E_x E_x + \mu M_x M_x, \\ \pi_y^n = \pi_y^n = \varepsilon E_x E_y + \mu M_x M_y \text{ etc.,} \end{cases}$$

f_0 und f_1 aus (30) und (33).

Die Gleichung (34) können wir folgendermaassen interpretiren: Die Energie der Volumeinheit ist w ; hiervon haftet der Anteil w_1 an der Materie derart, dass er ihre Bewegungen teilt. Abgesehen von dieser *Fortführung* der Energie findet eine Strömung derselben durch *Strahlung* im Betrage Σ statt. Zu den bereits betrachteten Kräften f_0 treten neue Volumkräfte f_1 ; diese enthalten ebenso, wie die letzten Partialkräfte in f_0 die Geschwindigkeit als Factor; ihre Existenz ändert nichts an den in § 6 gezogenen Schlüssen. Endlich erhalten wir neben diesen Volumkräften noch Oberflächenspannungen π ; sie sind identisch mit den Spannungen der Maxwell'schen und der Hertz'schen Theorie.

Diese Interpretation der Gleichung (34) giebt der Strahlung Σ den in (E) geforderten und in §§ 2—5 benutzten Ausdruck. Sie ist also *eine* für uns zulässige Interpretation, — aber keineswegs die einzige. In der That ist willkürlich zunächst die Art, wie wir die in die Richtung von u fallende Componente von T in zwei Teile zerlegt haben. Ferner aber hätten wir die Grösse $\Gamma[u \mathfrak{M}][u \mathfrak{E}]$, welche wir in die Form $-u \cdot f_1$ brachten, auch als $-\Gamma\{u \cdot [\mathfrak{E} \mathfrak{M}]\} u$ mit $-\Gamma(T)$ vereinigt lassen können. Das heisst zusammen: wir dürfen die mitgeführte Energie w_1 um einen willkürlichen Betrag vergrössern, sofern wir nur um den gleichen Betrag auch die Normalcomponente π^n der Oberflächenspannungen vermehren, und wir dürfen ferner, unter Aufgabe der Kräfte f_1 , noch den Betrag $u \cdot [\mathfrak{E} \mathfrak{M}]$ zu w

hinzufügen. Die oben gewählte Darstellung ergibt den möglichst engen Anschluss an die Deutung, welche Hertz seinen Gleichungen gegeben hat.

Anhang.

In dem vorstehenden Abriss der Elektrodynamik haben wir uns darauf beschränkt, zu zeigen, dass sich alle Beobachtungen, welche die Abhängigkeit der elektromagnetischen Vorgänge von den wahrnehmbaren Bewegungen der Körper betreffen, in ein einfaches Gesetz zusammenfassen lassen. Dieses Gesetz, in Gleichungen formulirt, stellten wir an die Spitze unserer Betrachtungen. Aus ihm deducirten wir, was vorgehen müsse; und wir fanden unsere Deductionen durch die Erfahrung bestätigt. In dieser Darstellung ergab sich nirgends ein Anlass, neben den ponderablen Körpern einen „Aether“ einzuführen; es genügte, anzunehmen, dass sich auch in einem von Materie freien Raum elektromagnetische Energie ausbreiten könne.

Wir wollen nun nachträglich unsere Grundannahmen der Anschauung näher zu bringen suchen durch Einführung eines überall vorhandenen, die Materie durchdringenden Etwas, das wir „Aether“ nennen wollen, ohne uns damit irgend eine der Vorstellungen zu eigen zu machen, welche im Laufe der Zeit mit diesem Wort verknüpft worden sind. Es ist nicht unsere Meinung, dass durch solche Bildersprache das Geringste gewonnen werde bezüglich der oben abgehandelten Theorie. Aber möglicherweise kann sie einen heuristischen Wert gewinnen bei dem weiteren Ausbau dieser Theorie. Wir geben also demjenigen Teil unserer Grundannahmen, welcher sie von den Maxwell-Hertz'schen unterscheidet, nunmehr die folgende Fassung:

Ueberall ist Aether vorhanden, und überall ist er in absoluter Ruhe. Alle Geschwindigkeiten, von denen wir sprechen, sind Geschwindigkeiten relativ zum Aether. Unseren bisherigen Erfahrungen gegenüber genügt es, die Fixsterne ohne „Eigenbewegung“ als ruhend gegen den Aether anzusehen. — Die Polarisationen \mathcal{E} und \mathcal{M} gehören zum Teil dem Aether, zum Teil der Materie an. Jeder der beiden Anteile ist das Product aus Feldintensität und elektrischer, bez. magnetischer

Constante. Dem Aether kommen die Constanten ϵ_0 , μ_0 zu, der Materie die Constanten

$$(C^1) \quad \epsilon_1 = \epsilon - \epsilon_0, \quad \mu_1 = \mu - \mu_0.$$

Die Feldintensitäten sind in der *Materie* die Grössen E , M , welche auf der linken Seite der Gleichungen (B) auftreten, — dieselben, welche auch für den Fall der Ruhe gelten würden; denn die in (B) auftretenden Flächen und Curven liegen *fest in der Materie*. Die Feldintensitäten sind im *Aether* Grössen E_0 , M_0 , welche sich von E , M durch „inducirte“ Anteile unterscheiden; denn der Aether hat gegen das Bezugssystem der Gleichungen (B) die Geschwindigkeit $-u$. Es ist

$$(C^2) \quad E_0 = E - [u \cdot \mu_0 M]; \quad M_0 = M + [u \cdot \epsilon_0 E]$$

und die Polarisationen sind

$$(C^3) \quad \mathcal{E} = \epsilon_1 E + \epsilon_0 E_0; \quad \mathcal{M} = \mu_1 M + \mu_0 M_0.$$

Strassburg i. E., im Mai 1901.

(Eingegangen 28. October 1901.)

3. Ueber die Klärung trüber Lösungen; von G. Quincke.

1. *Frühere Arbeiten von Th. Scheerer, Fr. Schulze, Schloesing, Barus.* Unter trüben Lösungen, Trübungen oder Suspensionen soll im Folgenden Wasser verstanden werden, in welchem kleine feste oder flüssige Teile lange Zeit schweben bleiben oder suspendirt sind.

Sogenannte falsche Lösungen oder Pseudolösungen von Colloiden — Leim, Eiweiss, Kieselsäure u. s. w. — deren eigentliche Beschaffenheit noch ungewiss ist, sollen zunächst ausser Betracht bleiben.

Das Absetzen der in Wasser aufgeschwemmten festen Theilchen, Pechtrüben und Quarztheilchen wurde nach Th. Scheerer¹⁾ durch Lösungen von Natriumphosphat, Alaun, Kupfervitriol, Salpetersäure, Salzsäure, Schwefelsäure begünstigt. Sauer reagirende Flüssigkeiten sollen besonders kräftig wirken. Franz Schulze²⁾ fand, dass Trübungen von Thontheilchen mit klärender Flüssigkeit einen Bodensatz von grösserem Volumen geben, als ohne klärende Flüssigkeit. Die Klärung wurde beschleunigt durch Alaun, Hausenblase, Leim, Kalk und kohlensaures Ammoniak. Wasser mit $\frac{1}{20000}$ Kalkhydrat wirkte schon klärend.

Ch. Schloesing³⁾ fand, dass destillirtes Wasser aus Ackererde klar oder trübe abfloss, je nachdem darin Kohlensäure enthalten war, oder nicht. Er reinigte Ackererde durch Auswaschen auf dem Filter von aufgelösten Salzen, rührte die Ackererde mit destillirtem Wasser auf, liess den Sand absetzen, und erhielt so Thontrübungen, welche Monate lang trübe blieben. Bei Zusatz von Wasser, das Kalk oder Magnesia enthält, vereinigen sich die Schlammtheilchen zu grösseren Flocken und fallen zu Boden. Einige Zehntausendstel Kalksalz fällen die Thontheilchen schnell; einige Hunderttausendstel klärten die Thon-

1) Th. Scheerer, Pogg. Ann. 82. p. 419. 1851.

2) Franz Schulze, Pogg. Ann. 129. p. 366. 1866.

3) Ch. Schloesing, Compt. rend. 70. p. 1845. 1870.

trübung in 24 bis 48 Stunden. Die Fällung hängt nach Schloesing besonders von der Menge Salz ab, und scheint unabhängig von der Quantität Schlamm. Ob viel oder wenig Schlamm ist unerheblich. Es scheint, dass die Klärung vollkommener ist, wenn eine gewisse Menge Schlamm vorhanden ist. Die coagulirten Schlammmassen lassen sich leicht filtriren, während sie sonst das Filter verstopfen. Vom Filter genommen, lassen sie sich wieder in destillirtem Wasser suspendiren, und daraus von neuem niederschlagen. Diese Operation wurde mehrfach mit gleichem Erfolge wiederholt. Schloesing knüpft an diese Versuche Betrachtungen über die Auflockerung des Bodens durch Kalk und Magnesiumsalze, welche das Verstopfen der Poren der Ackererde durch aufgerührten Thon verhindern; sowie über den Einfluss des Meerwassers auf das Absetzen des Schlammes der Flüsse an den Flussmündungen und empfiehlt den Zusatz von Kalksalzen zum Klären des Wassers der Wasserleitungen. 1 Kilo Kalksalz würde zur Klärung von 20—50 Kubikmeter Wasser genügen.

Nach Barus¹⁾ setzen Thontrübungen bei 100° 20 mal schneller ab, als bei 15°. Die Niedergangsgeschwindigkeit ist kleiner für undurchsichtige, als für durchscheinende Lösungen. Die Klärung beginnt mit Flockenbildung, dann folgt Absetzen (Sedimentation). Nach Barus sind die klärenden Substanzen Elektrolyten. Die Ursache des Absetzens ist die innere Energie, welche die Ionen den Flüssigkeiten mittheilen.

Messungen über die klärende Kraft verschiedener Substanzen hat G. Bodländer²⁾ bei Kaolintrübungen angestellt. Derselbe schwemmte Kaolin in ausgekochtem Wasser auf, bestimmte die Menge des Kaolins 4,5 cm unter der Oberfläche aus dem spec. Gewicht oder durch Eindampfen. Temperaturerhöhung beschleunigte die Geschwindigkeit des Absetzens. Dieselbe wurde vermehrt durch Einfluss eines in Wasser löslichen Zusatzes. Die Klärung befördern die Stoffe, die in wässriger Lösung Elektrolyte sind. Die Klärung verzögern

1) C. Barus, Bull. of the U. S. Geological Survey Nr. 36. p. 508. 1886; Beibl. 12. p. 563. 1888.

2) G. Bodländer, N. Jahrb. f. Min. 2. p. 147. 1893; Göttinger Nachr. p. 267. 1893.

die Nichtleiter der Elektrizität. Zu den klärenden Stoffen gehören also Salzlösungen oder Säuren, die aber nur dann klärend wirken, wenn die von ihnen zugesetzte Menge einen bestimmten kleinen Wert, den Schwellenwert, überschreitet. Die Klärung ist um so vollständiger, je mehr dieser Schwellenwert überschritten ist. Bei einprocentiger Kaolintrübung war für Salzsäure der Schwellenwert etwa 1 Millionstel der aufgeschwemmten Kaolinmenge. Kohlensäure unter geringerem Druck als 1 Atmosphäre in Wasser gelöst, klärte Kaolintrübungen schnell.

Für Kaolin mit Salzsäure ausgewaschen und decantirt war die quantitative Wirkung der klärenden Stoffe und ihre danach geordnete Reihenfolge anders, als für gewöhnliches Kaolin. Pechtrüben, Erzschlammuspensionen sollen ähnlich geklärt werden wie Kaolinsuspensionen. Ohne Zusatz fallen nach Bodländer zuerst die grössten Teilchen; unter dem Einfluss eines klärenden Zusatzes fällt das gesamte suspendirte Material fast gleichzeitig. Die einzelnen Bestandteile sind nicht nach der Korngrösse geordnet. Mit Zusatz ballte sich der Niederschlag viel fester zusammen, als ohne klärenden Zusatz.

2. *Arbeiten von Hardy.* *Flocken isoelektrisch mit der umgebenden Flüssigkeit.* Hardy¹⁾ hat Trübungen von Mastix und β -Eiweiss (vgl. § 11) untersucht und eine Uebersicht der Concentration der klärenden Substanzen gegeben, welche für Mastixtrübung Flockenbildung (Coagulation) bewirken. Während bei HCl, HNO₃, H₂SO₄ schon $4 \cdot 10^{-6}$ Grammäquivalente genügen, um Flockenbildung²⁾ herbeizuführen, sind bei BaCl₂ 6 mal, bei MgSO₄ 7 mal, bei NaCl 80 mal mehr Grammäquivalente nötig.

Nach Hardy wandern bei elektrischer Fortführung die Mastixeteilchen zur Anode. Nach Zusatz von 1 Grammolekül BaCl₂ in 600000 ccm war keine elektrische Fortführung mehr wahrzunehmen, da die Mastixeteilchen isoelektrisch mit der umgebenden Flüssigkeit waren. Daraus wird dann ganz allgemein geschlossen, dass in allen Trübungen Flockenbildung eintritt, sobald die schwebenden Teilchen mit der umgebenden

1) W. B. Hardy, Proc. Roy. Soc. 66. p. 111 u. 119. 1900.

2) W. B. Hardy, Journ. of physiol. 24. p. 180. 1899.

Flüssigkeit isoelektrisch sind, sobald an der Grenze der schwebenden Teilchen und umgebenden Flüssigkeit keine elektromotorische Kraft von merkbarer Grösse vorhanden ist.

Die klärende (coagulirende) Kraft der Salze soll bei Trübungen wie bei colloidalen Lösungen von der Valenz des einen Ions abhängen, welches entgegengesetzt elektrisch mit den schwebenden Teilchen sei, in Uebereinstimmung mit den Versuchen von H. Schulze¹⁾ über die Coagulation von Arseniksulfid, von Prost²⁾ über Cadmiumsulfid, und von Picton und Linder³⁾ über Antimonsulfid.

Mir scheint es gewagt, aus einigen wenigen Versuchen so allgemeine Schlüsse zu ziehen, und der Nachweis fehlt, dass ein coagulirendes Ion mit dem schwebenden Teilchen entgegengesetzt elektrisch ist.

Auf das Verhalten der colloidalen Lösungen, deren Natur noch gar nicht sicher bekannt ist, werde ich an einer anderen Stelle näher eingehen.

Ich habe unten (§ 6—14) die Wirkung der klärenden Substanzen auf Trübungen ausführlich beschrieben. Ich möchte gleichzeitig darauf hinweisen, dass die in der Flüssigkeit schwebenden oder besser langsam fallenden Mastixteilchen capillar elektrische Ströme und damit elektrolytische Zersetzung der klärenden Salzlösung geben müssen. Die Klärung oder Flockenbildung erfolgt aber, ganz unabhängig von der elektrolytischen Ausscheidung der Ionen, durch periodische Ausbreitung von mastixhaltiger Salzlösung an der Oberfläche der mit ölartiger Flüssigkeit bekleideten und in wässriger Salzlösung schwebenden Mastixteilchen.

Die dünne Schicht mastixhaltiger Salzlösung, welche durch die Molecularkräfte der Capillarität an der Oberfläche der Mastixteilchen festgehalten wird und nun in Berührung mit der umgebenden wässrigen mastixfreien Salzlösung keine merkliche elektromotorische Kraft entwickeln kann, wird nach Herrn Hardy's Bezeichnung mit dieser isoelektrisch sein und wird

1) H. Schulze, Journ. f. prakt. Chem. 25. p. 431. 1882.

2) Prost, Bull. de l'Acad. Roy. d. Belg. (3) 14. p. 312. 1887.

3) H. Picton u. S. E. Linder, Journ. Chem. Soc. 67. p. 63. 1895.

also keine elektrische Fortführung in der wässerigen Salzlösung zeigen können.

Da die Vorgänge bei der Klärung anderer Trübungen analog sind, so werden in der That alle zu Flocken vereinigten Teilchen einer Trübung mit der umgebenden Flüssigkeit isol elektrisch sein und keine elektrische Fortführung zeigen können.

Ein Zusammenhang zwischen der periodischen Ausbreitung oder Flockenbildung durch die Salzlösung und den elektromotorischen Kräften vor der Flockenbildung an der Grenze der schwebenden Teilchen und der umgebenden wässerigen Flüssigkeit ist damit nicht nachgewiesen.

3. *Untersuchungen von W. Spring.* In neuester Zeit hat W. Spring¹⁾ die Flockenbildung in Mastixtrübung untersucht. Mastixtrübung auf Wasser gegossen war nach einem Tage von dem Wasser durch eine nach oben concave Fläche getrennt; Kieselsäuretrübung bei sonst gleichen Verhältnissen durch eine ebene Fläche. Spring hält dadurch die Solidarität der suspendirten Harzteilchen und die vollständige Unabhängigkeit der schwebenden Kieselsäureteilchen für nachgewiesen.

Eine Mastixtrübung zeigte Flockenbildung über Lösungen von CuSO_4 , AlCl_3 , FeCl_3 , MgCl_2 , ZnCl_2 und Alaun. Zwischen den Flocken war die Flüssigkeit über Kupfersulfatlösung unten blau, oben farblos. In den ausgewaschenen Mastixflocken des unteren Theiles konnten Cu, Al, Fe, Zn, Mg, in denen des oberen Theiles der Trübung freie Säure nachgewiesen werden.

Wurde die Mastixlösung direct mit der Lösung von CuSO_4 oder AlCl_3 zusammengerührt, so enthielten die gebildeten Mastixflocken keine Hydrate von Kupfer oder Aluminium.

Die Trübungen sollen sich gewissermaassen gegen Salzlösungen wie eine Membran verhalten. Die Salze gehen durch Diffusion so hindurch, dass die Stoffe mit grösserer Diffusionsfähigkeit den anderen vorausseilen, oder so, dass die Hydrolyse eines gelösten Stoffes an dem Fortschritt der Säurespuren in der Trübung nachgewiesen werden kann, während das Hydrat sich mit der trübenden Materie vereinigt und Flocken bildet, die sich absetzen.

1) W. Spring, Rec. trav. chim. des Pays.-Bas 19. (2 Ser. 4) Nr. 3. p. 204 u. 222. 1900.

Hr. Spring hat ferner durch Trübungen elektrische Ströme geleitet mit elektromotorischen Kräften von 20—110 Volt und gefunden, dass dadurch die Flockenbildung begünstigt wurde, indem Silber, Gold, Platin, Schwefel, Arsenik, Kupfersulfür, Bleisulfid, Cadmiumsulfid, Silberchlorid, Anilinblau, Indigo, Methylanilingrün, Aureosin, Fuchsin, Mastix, Gummi-gutti zur Anode; die Colloide Eisenoxydhydrat, Cadmiumhydrat, Methylviolett, Methylblau, Magdalarot und Kieselsäure zur Kathode getrieben wurden. Im allgemeinen begann die Klärung an der Kathode.

Dies Resultat ist nicht neu und war vorher zu sagen nach meinen Untersuchungen über elektrische Fortführung. Hr. Spring hat die Literatur über Klärung trüber Lösungen, auch durch elektrische Ströme, sonst eingehend berücksichtigt, aber übersehen, dass ich¹⁾ schon vor 40 Jahren nachgewiesen habe, dass die in Wasser oder anderen Flüssigkeiten suspendirten Teilchen fester, flüssiger und gasförmiger Substanzen durch den elektrischen Strom zur Anode oder Kathode getrieben werden. Ich habe damals einen Teil derselben Substanzen untersucht wie Hr. Spring; freilich ohne die Anilinfarben, welche damals noch nicht bekannt waren. Wenn Hr. Spring findet, dass in Wasser schwebende Kieselsäure zur Kathode getrieben wird, während ich und Picton und Linder²⁾ dieselbe zur Anode wandern sahen, so ist dies durch kleine Verunreinigungen der Oberfläche der suspendirten Teilchen leicht erklärlich.

Nach Hrn. Spring bildet ein elektrischer Strom um so schneller Flocken, je stärker er ist (l. c. p. 233). Das ist mit den von mir aufgestellten und auch von anderen bestätigten Gesetzen der elektrischen Fortführung in Widerspruch. Im allgemeinen nimmt die Geschwindigkeit der elektrisch fortgeführten suspendirten Teilchen mit der elektromotorischen Kraft und nicht mit der Stromstärke zu, und ist in Wasser mit Säuren oder Salzlösungen kleiner als in reinem Wasser. Aus Versuchen über Flockenbildung in Mastixtrübungen

1) G. Quincke, Pogg. Ann. 113, p. 573. 1861.

2) H. Picton u. S. E. Lindner, Journ. Chem. Soc. 71, p. 571. 1897.

durch eine Reihe Kaliumsalze und Säuren schliesst Hr. Spring weiter, dass die zur Kathode gehenden Ionen die wirksamen Flockenbildner sind, und dass sie mit der Geschwindigkeit wirken, mit der sie im Elektrolyten wandern. Die meisten Versuche wurden mit Trübungen von Kieselsäure und Kaolin wiederholt mit demselben, aber weniger deutlichen Erfolge, da sich diese Trübungen leichter klären wie Mastixtrübungen.

Dass ähnlich wirkende Substanzen um so schneller wirken, je schneller sie diffundiren oder je schneller sie zu den schwebenden Teilchen der trübenden Materie gelangen, ist auch ohne besonderen Nachweis zuzugeben. Aber der Beweis fehlt, dass die Klärung der Mastixtrübungen von den durch Hydrolyse in ihre Ionen zerlegten Elektrolyten oder Salzen bewirkt worden ist.

Strömen Wasser oder verdünnte Lösungen von Säuren oder Salzen durch poröse feste Körper, so entsteht ein elektrischer Strom im Sinne der Flüssigkeitsströmung, wie ich¹⁾ 1859 nachgewiesen habe. Durch die Untersuchungen von Haga²⁾, Clark³⁾, Elster⁴⁾ und Dorn⁵⁾ ist weiter festgestellt, dass ähnliche elektrische Ströme und elektromotorische Kräfte auftreten, wenn Wasser an der Oberfläche fester Körper entlang fliesst oder gleitet. Da es nur auf die relative Bewegung von Flüssigkeit und fester Oberfläche ankommt, so müssen die in Wasser fallenden Mastixteilchen ebenfalls einen elektrischen Strom geben, der entgegengesetzt der Richtung der fallenden Mastixteilchen von unten nach oben geht. Die Mastixteilchen unten werden negativ elektrisch, das Wasser oder die Flüssigkeit darüber positiv elektrisch sein. Durch Elektrolyse wird die Säure der im Wasser gelösten Salze zu den oben gelegenen positiv elektrischen Flüssigkeitsteilchen gehen, die Basis zu den unten gelegenen negativ elektrischen Mastixteilchen.

Mit dieser Auffassung passt die Beobachtung von Spring, dass im oberen Teile der Mastixtrübung die freie Säure, im

1) G. Quincke, Pogg. Ann. 107. p. 1. 1859; 110. p. 33. 1860.

2) H. Haga, Wied. Ann. 2. p. 326. 1877.

3) J. W. Clark, Wied. Ann. 2. p. 336. 1877.

4) J. Elster, Wied. Ann. 6. p. 553. 1879.

5) E. Dorn, Wied. Ann. 10. p. 71. 1880.

unteren Teile die Basis der klärenden Salzlösung nachzuweisen war, dass aber die Trennung von Säure und Basis fehlte, wenn die Mastixtrübung mit der Salzlösung zusammengeführt wurde.

Bei Wiederholung der Spring'schen Versuche über Klärung von Mastixtrübungen durch Kupfersulfatlösung habe ich an den gebildeten und auf einem Filter ausgewaschenen Mastixflocken keine Schwärzung mit Schwefelammonium und also kein Kupfer nachweisen können. Dies Resultat ist in Widerspruch mit den Versuchen von Spring und mag in der Beschaffenheit des von mir benutzten Mastix seinen Grund haben, oder darin, dass der Kupfergehalt meiner Mastixflocken zu gering war.

Mir scheint es nicht gerechtfertigt aus der Klärung von Kaolin- oder Mastixtrübung durch Säuren oder Salzlösungen ganz allgemein zu schliessen, dass bei Trübungen aus verschiedenen Substanzen nur Elektrolyte klärend wirken sollen. Dieser Schluss ist um so weniger berechtigt, als über den eigentlichen Grund der Klärung von Trübungen alle bisher bekannten Untersuchungen keinen Aufschluss geben.

4. *Resultate der früheren Untersuchungen. Theorie der Flockenbildung.* Aus den Versuchen von Franz Schulze, Bodländer und Hardy folgt, dass so kleine Mengen Säure oder Salz die Flockung und Klärung der Trübung bewirken, dass die schwebenden Teilchen dadurch nur unmerklich mehr belastet und ihre Niedergangsgeschwindigkeit nur unmerklich vermehrt werden kann. Es müssen an der Oberfläche der schwebenden Teilchen Kräfte wirksam sein, welche die Flockung herbeiführen.

Bei meinen unten (§ 6—14) beschriebenen Versuchen über die Klärung trüber Lösungen haben sich in den geklärten Trübungen Flocken mehr oder weniger reichlich an der Gefässwand festgesetzt und in den Flocken selbst sind viele Luftblasen verteilt. Beides weist darauf hin, dass an der Oberfläche der Flocken, wenigstens kurze Zeit nach Bildung der Flocken, eine öltartige, klebrige Flüssigkeit vorhanden sein muss, an deren Grenzfläche mit dem umgebenden Wasser eine merkliche Oberflächenspannung herrscht und Luftblasen abgeschieden werden, wie an der Grenze heterogener Flüssigkeiten. Dadurch

wird es wahrscheinlich, dass Aenderungen der Oberflächenspannung dieser Grenzfläche und davon abhängige periodische Ausbreitung heterogener Flüssigkeit die schwebenden Teilchen der Trübung zu Flocken zusammengeführt haben.¹⁾ Der Einfluss so ausserordentlich kleiner Mengen Salz auf die Flockenbildung und Klärung wird dann verständlich, und ebenso die von Schloesing und Spring gefundene Thatsache, dass Trübungen mit mehr Thonteilchen oder Mastixteilchen leichter geklärt werden als solche mit weniger schwebenden Teilchen. Nach Spring (l. c. p. 215) wird Mastixtrübung mit 0,4 Proc. Mastix durch 0,5 proc. Chlorkaliumlösung leichter geklärt als Trübung mit 0,2 Proc. Mastix.

5. *Brown'sche Molecularbewegung.* In frisch hergestellten Trübungen bemerkt man oft Tage lang an den schwebenden Teilchen bei sehr starker Vergrösserung eine zitternde Bewegung, die Brown'sche Molecular- oder Flimmerbewegung²⁾, die in alten Trübungen fehlt. Dieselbe ist nach meiner Meinung³⁾ auch als Folge einer in kurzen Zwischenräumen auftretenden Ausbreitung aufzufassen, zum Teil auf der Oberfläche der an den Teilchen absorbirten Luftschichten. Bei grösserer Energie der Ausbreitung, die von der klärenden Flüssigkeit herbeigeführt wird, werden die schwebenden Teilchen nicht bloss verschoben, sondern bis zur Berührung zusammengeführt, und die Flocken gebildet.

6. *Mastixtrübung.* Die Mastixtrübungen wurden erhalten durch Eingiessen von 1 cem 4 procentiger alkoholischer Mastixlösung in 1 Liter Wasser unter Umschütteln. Sie enthalten also $\frac{4}{100000}$ Mastix.

Aus der Aureole, welche die Mastixtrübung von einer hellen Lichtlinie gab, berechnete ich die mittlere Dicke der suspendirten Mastixteilchen zu 0,025 mm. Die Mastixtrübung blieb Monate lang scheinbar unverändert, auch nach 3 stündigem Erhitzen auf 100°.

1) G. Quincke, Wied. Ann. 35. p. 608. 1888.

2) Robert Brown, Pogg. Ann. 14. p. 294. 1828; G. W. Muncke, Pogg. Ann. 17. p. 161. 1829.

3) G. Quincke, Verhdl. d. Deutsch. Naturf.-Ges. zu Düsseldorf 1898. p. 28.

Ein Trog aus zusammengeschmolzenen Spiegelglasplatten von $20 \times 5 \times 5$ cm wurde 12,5 cm hoch mit Mastixrührung gefüllt und durch einen dünnen hohlen Glasfaden, der bis zum Boden des Troges reichte, langsam Kupfersulfatlösung vom spezifischen Gewicht 1,017 zugegossen. Auf der 7 cm hohen Salzlösung lag nach 12 Stunden eine 6 mm hohe Lage zusammenhängender brauner Mastixflocken, aus der eine Reihe Kegel von 12 mm Höhe hervorragte. An der Spitze jedes Kegels haftete eine Luftblase von 0,5 bis 0,8 mm Durchmesser, die den Kegel in die Höhe gezogen hatten. An den Wänden des Glastroges hatten sich Mastixflocken festgesetzt. Die Flocken erschienen unter dem Mikroskop als erstarrte Schaumwände, in denen braune Körnchen auf kreisförmigen Schaumkanten von 0,2 bis 0,5 mm Durchmesser verteilt lagen.

Die an der Wasseroberfläche schwimmenden und also lufthaltigen Mastixflocken enthielten Vollkugeln mit glattem Rande von 0,0005 bis 0,0027 mm Durchmesser und grösserer Lichtbrechung als Wasser. Haufen dieser Kugeln lagen auf kreisförmigen Schaumkanten von 0,003 bis 0,008 mm Durchmesser verteilt.

Die 6 mm hohe filzige Schicht brauner Mastixflocken war durch eine 7 mm hohe Schicht durchsichtiger Flüssigkeit, in der Mastixteilchen von 0,012 mm Durchmesser schwebten, von der Kupfersulfatlösung getrennt. In der vorher klaren Kupfersulfatlösung war auch eine Aureole sichtbar, welche von schwebenden Teilchen mit der mittleren Dicke 0,08 mm herrührte.

Lässt man alkoholische Mastixlösung aus einem hohlen Glasfaden in Wasser unter einem Deckglas einfließen, so bilden sich unzählige kleine Kügelchen von Mastix, die durch unsichtbare Fäden und unsichtbare kugelige Schaumwände verbunden sind und bei der Erschütterung des Mikroskopes eine zitternde zusammenhängende Schaummasse bilden. Lässt man Kupfervitriollösung unter das Deckglas treten, so wandern die Haufen kugelförmiger Körnchen auf die Kupfersulfatlösung zu, werden heller und sind nach einigen Minuten aufgelöst.

Die Kugeln und Schaumwände beweisen, dass bei der Einwirkung von Wasser und Mastix eine zähe, öltartige Flüssigkeit entstanden ist, die ich Mastixhydrat nennen will, mit

Oberflächenspannung an der Grenze gegen die umgebende Flüssigkeit. Die Kupfersulfatlösung, welche sowohl an der Grenze mit Mastixhydrat, wie an der Grenze mit Wasser die Oberflächenspannung Null hat, breitet sich also an der Oberfläche des Mastixhydrats aus, erzeugt in der umgebenden Flüssigkeit Wirbel, und zieht die benachbarten Flüssigkeits- und Mastixmassen nach dem Ausbreitungscentrum hin. Dadurch wird die umgebende Flüssigkeit umgerührt. Es tritt von neuem Kupfersulfatlösung an die Mastixoberfläche, breitet sich von neuem aus, und indem sich dieser Vorgang in kurzen Zwischenräumen oder periodisch wiederholt, werden die Mastixmassen nach der zugebrachten Kupfersulfatlösung hingezogen. Gleichzeitig entstehen hohle Schläuche mit Anschwellungen und kleinen Luftblasen in jeder Erweiterung (Fig. 1) oder durchsichtige Hüllen, in denen braune Rippen mit Neigungswinkeln von 120° verlaufen oder unzählige braune Kügelchen oder Linsen verteilt sind. Nach einigen Minuten werden die braunen Rippen und Kügelchen heller und lösen sich in der umgebenden Flüssigkeit auf. Mastixhydrat ist also in verdünnter Kupfersulfatlösung löslich, oder an der Grenze von Mastixhydrat und Kupfersulfatlösung ist die Oberflächenspannung Null.

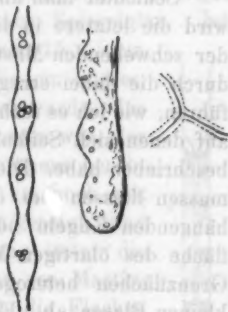


Fig. 1.

Dies Resultat folgt auch aus folgendem Versuch. Ich liess einen Tropfen alkoholische Mastixlösung auf Quecksilber in einem Uhrglas eintrocknen, sodass eine durchsichtige Lamelle entstand von 25 mm Durchmesser und etwas dünner als 0,0001 mm mit vier dunklen Newton'schen Ringen am Rande. Nimmt man Quecksilber unter der Mastixlamelle fort, so zeigt sie Falten, besteht also aus fester Substanz. Behaucht man die Mastixlamelle, so giebt sie Randfalten, welche beim Verdampfen des Wassers wieder verschwinden, und dabei nach der Mitte der Lamelle hinrücken. Die Falten treten bei dem Verdampfen des Wassers für einen bestimmten geringen Wassergehalt auf und verschwinden dann wieder. Für diesen Wasser-

gehalt wird die Lamelle dünner und länger und enthält unsichtbare Schaumwände im Innern, wie ich später noch näher erörtern werde. Bei grösserem Wassergehalt verschwinden die Falten, es bildet sich also Mastixhydrat, eine ölartige, zähe Flüssigkeit. Giesst man über die Mastixlamelle Kupfersulfatlösung, so löst sich die Mastixlamelle in dieser auf. Die Oberflächenspannung an der Grenze von Mastixhydrat gegen Kupfersulfatlösung ist also Null.

Schichtet man unter Mastixtrübung Kupfersulfatlösung, so wird die letztere in die Trübung diffundiren, an der Oberfläche der schwebenden Mastixtheilchen sich periodisch ausbreiten und durch die dabei erregte Wirbelbewegung dieselben zusammenführen, wie ich es früher bei in Wasser schwebenden Oelkugeln, auf denen sich Seifenlösung periodisch ausbreitet, ausführlich beschrieben habe. Die zusammengeführten zähflüssigen Mastixmassen fliessen bei der Berührung zusammen zu aneinanderhängenden Kugeln oder schaumigen Massen. An der Oberfläche des ölartigen Mastixhydrats scheidet sich, wie an allen Grenzflächen heterogener Flüssigkeit, die absorbierte Luft in kleinen Blasen ab. Ein Teil der Flocken steigt, von den Luftblasen getragen, in die Höhe. Der andere Teil mit grösseren Flocken sinkt zu Boden und sammelt sich über der Salzlösung an.

Oelartiges Mastixhydrat hat an der Grenze mit Wasser eine merkliche Oberflächenspannung, an der Grenze mit Kupfersulfatlösung die Oberflächenspannung Null. Eine mit ausreichender Wirbelbewegung verbundene Ausbreitung der Kupfersulfatlösung und ein Zusammenführen der schwebenden Mastixtheilchen bis zum Zusammenkleben oder bis zum Zusammenfliessen oder bis zur merklichen Flockenbildung wird also erst bei einer gewissen Concentration der Kupfersulfatlösung auftreten können, die dem Schwellenwert von Bodländer entspricht. Dieser hat zwar mit Kaolintrübungen gearbeitet. Ich werde aber zeigen, dass bei diesen Flockung und Klärung in ähnlicher Weise erfolgt, wie bei Mastixtrübungen.

Einzelne klebrige Flocken bleiben an der Gefässwand haften. Andere Flocken setzen sich an und fliessen mit denselben zu einer klebrigen Lamelle zusammen, die unter dem

Einfluss der Oberflächenspannung an der Grenze mit dem umgebenden Wasser Kugelform annimmt, wie eine Seifenblase, und dabei doch Schaumzellen im Innern enthalten kann. Die Bildung dieser kugelförmigen Lamellen wird dadurch begünstigt, dass die sinkenden Flocken das Bestreben haben, sich auf Kugelflächen oder in einzelnen übereinander stehenden Schichten anzusammeln.¹⁾

Diese Schichten und kugelförmigen Lamellen mit Schaumzellen im Innern haften leichter an der Gefäßwand in engen Röhren als in dem weiten Glastrog aus Spiegelglas. Ich habe für diesen Zweck Probirröhrchen von 15×2 cm oder 15×1 cm benutzt (Fig. 2), auf die ein kurzes, wenig weiteres Probirröhrchen aufgesetzt wurde, das unten zu einem langen Glasfaden ausgezogen war, der bis auf den Boden des langen Probirröhrchens herabreichte. Die Probirröhrchen wurden 12 cm hoch mit Mastixtrübung gefüllt, der Trichter aufgesetzt, und durch denselben die klärende Salzlösung unter die Mastixtrübung gegossen. An der Grenze von Mastixtrübung und Salzlösung sammelten sich die Flocken an und bildeten eine nach oben gewölbte kugelförmige Lamelle. Darüber entstanden noch 2 andere nach oben convexe Lamellen mit kleinerer Krümmung.



Fig. 2.

Aehnliche Flockenbildung und kugelförmige Lamellen erhielt ich bei Mastixtrübung von $\frac{4}{10000}$ auch mit anderen Salzlösungen. Es waren für

wässerige Lösungen	vom spec. Gewicht	die kugelförmigen Lamellen nach oben
Kupfersulfat	1,167	convex
Natriumchlorid	1,195	convex
Kaliumbichromat	concentrirt	convex und concav
Kaliumnitrat	concentrirt	concav
Salmiak	—	concav
Chloroform	—	eben
Zuckerlösung, klar	10 procentig	gaben Flocken
Ebenso mit Methylenblau	"	

1) G. Quincke, Verhandl. d. Deutsch. Naturf.-Ges. zu Düsseldorf 1898. p. 27.

Ueber Salzsäure (1,033) und Schwefelsäure (1,061), welche in der Volumeneinheit chemisch äquivalente Mengen Säure enthielten, bildeten sich die Flocken in Mastixtrübung von $\frac{4}{10000}$ eher über Salzsäure, als über Schwefelsäure; in Mastixtrübung von $\frac{4}{100000}$ später, als über der von 10 mal grösserer Concentration. Die Flocken setzten sich auf der Lichtseite der Glaswand der Probirröhrchen an, und zeigten viele Schaumwände. Ueber 5 procentiger Gerbsäurelösung oder über Schwefelkohlenstoff wurde Mastixtrübung nicht geklärt.

Wurde in dem Spiegelglastrog von $20 \times 5 \times 5$ cm Kochsalzlösung (1,195) unter Mastixlösung geschichtet so bildeten sich zwei Flockenschichten von 1 cm Dicke, die durch klare Flüssigkeit von 4 cm Höhe voneinander getrennt waren, und in denen einzelne Fäden von aneinander gereihten Flocken hingen. Die obere Flockenschicht war bräunlich weiss, nach unten verwaschen, die untere weiss. Aus letzterer

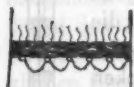
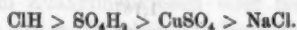


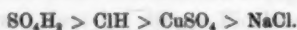
Fig. 8.

hingen einzelne Fäden als Kreisbogen herab (Fig. 3), die von 0,01 mm dicken Luftblasen getragen wurden, unter dem Mikroskop Anschwellungen und zahlreiche Schaumzellen zeigten und viele sehr kleine Luftblasen oder leuchtende Pünktchen enthielten, welche auf kreisförmigen Schaumkanten von 0,01 mm Durchmesser verteilt waren.

Wurde die Schattenseite der Probirröhrchen mit schwarzem Papier bedeckt, das durch zwei übergeschobene Kautschukringe an die Glaswand gedrückt war, so war die Reihenfolge der klärenden Flüssigkeiten (von $\frac{2}{1}$ Normallösungen)



Bei denselben klärenden Flüssigkeiten von 20 mal kleinerer Concentration ($\frac{1}{10}$ Normallösungen)



Unter den drei ersten Flüssigkeiten bildeten sich in 48 Stunden Flocken und setzten sich in reichlicher Menge an der Schattenseite der Glaswand an, sowohl bei grosser, wie

bei kleiner Concentration der klärenden Flüssigkeiten. Auch über NaCl-Lösung hafteten Flocken an der Schattenseite der Glaswand.

7. *Mastixtrübung. Röhrenmethode.* Den Einfluss von Salzlösungen auf Mastixtrübung habe ich ferner mit einer Methode untersucht, die ich Röhrenmethode nennen werde.

Auf einen Objectträger wurden zwei Glasröhrchen von 1 mm Dicke und 8 mm Länge, darüber ein Deckglas gelegt, unter das Deckglas ein Tropfen Salzlösung gebracht, und in die Salzlösung ein 40 mm langer Glasfaden von 0,4 mm lichter Weite geschoben, der mit Mastix-
 trübung gefüllt und an einem Ende zugeschmolzen war (Fig. 4). Man zieht den Glasfaden an einer Seite aus, lässt in ihm Mastixtrübung aufsteigen, schmilzt das obere Ende zu, schneidet von dem erkalteten, mit Mastixtrübung gefüllten, Glasfaden eine passende Länge ab und schiebt das abgeschnittene Stück mit dem offenen Ende in die Salzlösung unter dem Deckglas ein.

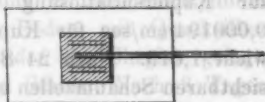


Fig. 4.

Bei Kupfersulfatlösung (1,155) und Mastixtrübung mit $\frac{4}{3000}$ Mastix in dem einseitig geschlossenen Glasfaden sieht man bei starker Vergrößerung die Kupfersulfatlösung langsam in den unteren Teil des Glasfadens einfließen und feine Schaumwände entstehen an der Grenze mit der Mastixtrübung. Der ganze Teil des Glasfadens von seiner Mündung bis zu dieser Grenze zeigt sich mit Schaummassen gefüllt, deren Zellen um so grösser sind, je näher sie der Mündung liegen. Die Schaumzellen hatten 25 mm von der Mündung einen Durchmesser von durchschnittlich 0,015 bis 0,03 mm. Erwärmt man die Luftblase am zugeschmolzenen Ende des Glasfadens mit der Hand oder einem warmen Draht, so verschieben sich die ganzen Schaummassen im Glasfaden gleichzeitig und gehen beim Erkalten wieder in die frühere Lage zurück. An einzelnen Stellen konnte ich deutlich Schaumwände mit Neigungswinkeln von 120° erkennen, die aus Flüssigkeit entstanden waren, oder noch aus Flüssigkeit bestanden. Die Schaumwände aus Mastixhydrat wurden durch Einwirkung der Kupfersulfatlösung

leichter beweglich und teilweise gesprengt. Die Mastixtrübung enthält also viele feine unsichtbare Schaumwände, die dann durch Berührung mit der Kupfersulfatlösung, die sich auf ihnen ausbreitet, gesprengt werden, sodass ein Schaum mit weniger Wänden, grösseren Schaumkammern und dickeren Wänden entsteht, wie ich es ähnlich bei Einwirkung von Gallussäure auf die Schaumzellen von Leimtannat in Wasser beobachtet habe und später näher beschreiben werde.

Die Geschwindigkeit, mit welcher die Grenze von Kupfersulfatlösung und Mastixtrübung fortrückte, betrug 0,00008 cm/sec für Kupfersulfatlösung vom specifischen Gewicht 1,155; 0,000194 cm/sec für Kupfersulfatlösung vom specifischen Gewicht 1,015. Nach 24 Stunden war der ganze Glasfaden mit sichtbaren Schaumzellen erfüllt, später auch wohl mit einzelnen braunen Flocken von Schaummassen. Das Platzen oder Zusammenschurren der Schaumwände und die Flockenbildung bei Mastixtrübung scheint mir eine analoge Erscheinung, wie die Coagulation colloidalen Lösungen.

Wurde der Glasfaden mit Mastixtrübung in eine Lösung von Kochsalz (1,004) oder Eisenchlorid (1,009) unter das Deckglas geschoben, so erhielt ich ähnliche Schaummassen mit feinen Schaumkammern am geschlossenen und grossen Schaumkammern am offenen Ende des Glasfadens und nach 24 Stunden gelblich braune Schaumflocken. Concentrirte Lösung von Kaliumbichromat gab vereinzelte Mastixflocken, Natriumsilicat (1,061) Flocken und keine merkbare Coagulation.

8. *Trübungen von Schellack und Gummigutti.* Trübung von Schellack ($\frac{4}{10000}$) gab im Probirröhrchen mit darunter geschichteten Lösungen von Kupfersulfat (1,167 und 1,017), Eisenchlorid (1,051); Calciumchlorid (1,008), Ammoniumchlorid nach 24 Stunden Flocken, die bei den drei letzten Flüssigkeiten sich auch an die Glaswand angesetzt hatten. Mit untergeschichteten Lösungen von 10 Proc. Zucker oder 5 Proc. Gerbsäure zeigten sich keine Flocken.

Gummigutti-Trübung ($\frac{4}{10000}$) gab über Kupfersulfat (1,167) und Salzsäure (1,033) erst nach 48 Stunden Flocken, die sich zum Teil auf der Schattenseite der Glaswand abgesetzt hatten, und über Salzsäure höher hinauf reichten als

über Kupfersulfat. Ueber Schwefelkohlenstoff setzte sich eine dicke filzige Masse an der Glaswand an, ohne vollständige Klärung zu geben. Chloroform, 10 proc. Zuckerlösung oder 5 proc. Gerbsäurelösung gaben keine Flockenbildung.

Bei einem anderen Versuch hatten sich die Flocken über Salzsäure (1,033) eher gebildet als über Schwefelsäure (1,060) und auf der Lichtseite der Glaswand angesetzt, über Salzsäure höher hinauf als über Schwefelsäure.

9. *Freiwillige Klärung von Kaolintrübungen.* 10 g reines Kaolin des Handels wurden in 8 Liter Wasser mit einem Holzstab eingerührt, die Kaolintrübung in hohe Glaszylinder von 100×10 cm gegossen, deren Boden mit Quecksilber bedeckt war, und auf den Glaszylinder ein Uhrglas gelegt, zum Schutz gegen Verdunstung und Staub. Nach 3 Tagen erschien der obere Teil der Trübung bis zu einer Tiefe von 35 cm klar, darunter folgte eine 45 cm hohe, milchig trübe Schicht. Unter dieser lagen über einem milchig weissen Bodensatz acht horizontale trübe Schichten von 2 cm Höhe, die durch gleich hohe Schichten klarer Flüssigkeit getrennt waren. Nach einiger Zeit waren weniger horizontale Schichten sichtbar. Nach 75 Tagen hatten sich an der dem Licht abgewandten Seite der Glaswand zahlreiche Flocken angesetzt, an denen auch noch die eben erwähnten horizontalen Schichten zu erkennen waren. Im oberen Teile waren die Flocken an der Schattenseite der Glaswand ziemlich regelmässig verteilt. Unter dem Mikroskop erschienen die Flocken, die in einzelnen Glaszylindern die Länge von 3 mm hatten, als Fäden oder Röhren einer öltartigen klebrigen Flüssigkeit, die langsam abwärts geflossen waren und kugelförmige Anschwellungen gebildet hatten, oder aus zusammenhängenden Schaumblasen bestanden, in deren Wänden zahlreiche runde Linsen verteilt lagen. (Fig. 5.)



Fig. 5.

Während die Flocken aus frischen Kaolintrübungen an der Schattenseite der Glaszylinder sich ansetzten, setzten sich aus einer 6 Monate alten, fast vollständig geklärten Trübung von Kaolin nach dem Eingiessen in einen reinen Glaszylinder nach einigen Tagen Flocken auf der Lichtseite der Glaswand fest.

Der Bodensatz bestand aus vielen weisslichen deformirten Kügelchen oder Blasen oder deformirten Schaumzellen, die eine zusammenhängende Masse bildeten. Vielfach konnte ich auch glatte Kugeln von 0,0004 bis 0,002 mm Durchmesser, mit grösserer Lichtbrechung als die Umgebung, erkennen, oder schwach deformirte Kugeln und sechsseitige Platten mit Winkeln von 120° oder Stücke von Schaumzellen, in deren Wänden kleinere Linsen und gerade oder kreisförmige Schaumwände verteilt waren. Die Flocken und Schaummassen des Bodensatzes waren also, wenigstens teilweise, erstarrte Flüssigkeit. Sie speicherten aus Wasser mit $\frac{1}{5000}$ Methylenblau den Farbstoff auf, zum Teil an den Rändern stärker als im Innern und waren dann leichter sichtbar. Der Rand der Kugeln oder Schaumwände war also anders zusammengesetzt als das Innere oder enthielt unsichtbare Schaumwände und Schaumzellen, die im Innern fehlten.

Auch aus Wasser mit $\frac{1}{5000}$ Bismarckbraun speicherten die Schaumwände der Kaolinflocken den Farbstoff auf, aber die Farbe war weniger intensiv als mit Methylenblau.

An einzelnen röhrenförmigen Brocken mit dicken Wänden beobachtete ich auch negative Doppelbrechung mit optischer Axe normal zur Oberfläche.

Die Kaolinteilchen hatten sich also allmählich unter Einwirkung des Wassers mit einer öltartigen klebrigen Flüssigkeit, wahrscheinlich Kieselsäurehydrat (mit Alkaligehalt?) überzogen, an dessen Oberfläche eine andere Flüssigkeit (lufthaltiges Kieselsäurehydrat?) sich ausgebreitet hatte. Die periodische Ausbreitung hat dann die Kaolinteilchen zu grösseren Flocken vereinigt, die langsam zu Boden gesunken, oder von der mit der Ausbreitung verbundenen Wirbelbewegung an die Glaswand getrieben und dort festgeklebt sind, da sie mit öltartiger Flüssigkeit bedeckt waren. Das öltartige Kieselsäurehydrat hat dabei Kugeln, Blasen und aneinander hängende Schaumwände gebildet, und ist später ganz oder teilweise erstarrt.

Die Bildung der Kieselsäure aus dem Kaolin durch Einwirkung des Wassers kann nicht überraschen, da schon Bischoff gefunden hat, dass Wasser, besonders wenn es frei von Kohlensäure ist, aus quarz- und kieselsäurehaltigen Ge-

steinen Kieselsäure auflöst. Herr Professor Sauer hat dieselbe Erfahrung gemacht, wie er mir mündlich mitteilte.¹⁾

Lässt man 1 oder 2 ccm Kaolintrübung auf reinen Quecksilberflächen eintrocknen, so zeigen sich in der Mitte, am Boden des flachen Flüssigkeitstropfens, viele weissliche Körnchen, von einem Ringe klarer Flüssigkeit umgeben. Der Ring ist um so breiter, je länger die aufgeschwemmte Kaolinmasse mit dem Wasser in Berührung war. Bei mehr als 24 Stunden alten Trübungen vergrössern die Tropfen oft ihren Durchmesser plötzlich. Es entsteht also während des Eintrocknens eine Flüssigkeit mit kleinerer Oberflächenspannung und anderer Zusammensetzung.

Die festgewordene Lamelle enthält an der später entstandenen Stelle häufig kreisförmige Linsen oder doppeltbrechende Krystalle, die aus runden Blasen entstanden sind.

Zwei Tage alte Kaolintrübungen gaben, auf Quecksilber eingetrocknet, feste Lamellen mit Randfalten. Mit dem Mikroskop erkennt man in der Nähe des Randes einzelne Zonen mit kleinen runden Linsen oder Blasen, deren Inhalt später krystallisiert und mit doppeltbrechenden Krystallen erfüllt ist. Die erste Zone, 0,1 mm vom Rande, enthielt runde Linsen oder Kugeln von 0,0015 mm nebeneinander oder aneinander gereiht, auch wohl durch sehr feine Fäden oder Schaumwände miteinander verbunden. (Fig. 6.) Die zweite Zone, 0,6 mm vom Rande, enthielt runde, undurchsichtige oder trübe Stellen, ohne Doppelbrechung von 0,005 bis 0,01 mm Durchmesser; einzelne Kügelchen mit grösserer Lichtbrechung, aber ohne Doppelbrechung (ölartige Kieselsäure), von 0,0025 mm und einzelne Blasen mit krystallisierter Masse, die sich aus den Blasen abgeschieden hatte. Die dritte Zone, 1,2 mm vom Rande entfernt enthielt zahlreiche kreisförmige Linsen von 0,04 bis 0,05 mm Durchmesser, mit doppeltbrechenden Krystallen gefüllt. Die Blasen zeigen häufig statt einer Kreisperipherie eine



Fig. 6.

1) Vgl. auch Max Dittich, Habilitationsschrift p. 28 u. f. 8°. Heidelberg 1897.

Peripherie, die ein in ein reguläres Sechseck übergehender Kreis ist. Zuweilen habe ich auch schöne reguläre Sechsecke ohne Doppelbrechung gesehen, die Wände von erstarrten und zertrümmerten Schaumzellen. Am Rande der aus Kaolintrübungen erstarrten Lamellen sieht man auch wohl Schläuche mit länglichen Anschwellungen und mit doppeltbrechenden Massen gefüllt (Fig. 6), mit negativer Doppelbrechung und optischer Axe normal zur Schlauchrichtung.

Aus einen Tag alter Kaolintrübung bildeten sich beim Eintrocknen auf Quecksilber auch Lamellen mit Randfalten oder unsichtbaren Schaumwänden im Innern, aber mit viel weniger Blasen, die krystallisirte Massen enthielten. Am Rande konnte ich einzelne kleine Kugeln und einzelne doppeltbrechende Krystalle (Zeolithe?) erkennen.

Beim Eintrocknen von 3 ccm drei Tage alter Kaolintrübung auf Quecksilber erhielt ich am Rande neben glatten Kugeln von 0,001 mm Durchmesser und den mit krystallisirten Massen gefüllten Blasen von 0,06 mm auch centimeterlange, aneinander hängende Fäden mit schwachen Anschwellungen von 0,006 mm Durchmesser, die ich beim Eintrocknen von reiner oder alkalihaltiger Kieselsäure niemals erhalten habe. Die eingetrocknete Lamelle zeigte wieder mehrere Zonen. Die erste Zone am Rande enthielt Blasen von 0,04 mm Durchmesser mit doppeltbrechenden Krystallen im Innern; die zweite Zone kleine glattwandige Kugeln von 0,001 mm Durchmesser; die dritte Zone, noch weiter vom Rande entfernt, kleine glattwandige Kugeln von 0,006 bis 0,0006 mm Durchmesser, teilweise aneinander gekettet und mit kleinen runden Hohlräumen in der Mitte. Daneben Blasen mit radial angeordneten Schaummassen und doppeltbrechenden Krystallen im Innern von 0,06 bis 0,04 mm Durchmesser. In den Schaumwänden lagen viele kleine Kugeln ohne Doppelbrechung von 0,001 mm Durchmesser verteilt. Oft waren die einzelnen Schaumkammern mit Krystallen gleicher Polarisationsfarbe gefüllt.

Weitere Untersuchungen müssen ergeben, welche Umwandlungen der Kaolin bei längerem Aufschwemmen in Wasser unter Einwirkung des Wassers und der Luft erleidet. Die auf Quecksilber eingetrockneten Lamellen verschieden alter Kaolin-

trübungen versprechen eine gute Uebersicht dieser Veränderungen zu geben.

Die grosse Aehnlichkeit mit den Erscheinungen an reinen und alkalihaltigen Kieselsäurelamellen, die aus colloidalen Kieselsäure durch Eintrocknen auf Quecksilber erhalten werden, lässt aber schon jetzt erkennen, dass sich in Kaolintrübungen durch Einwirkung des Wassers und der Luft eine öltartige und eine wässerige Lösung von Kieselsäure bilden, an deren Grenze eine merkliche Oberflächenspannung herrscht und die ich später eingehend beschreiben werde.

Die chemische Umwandlung und Zersetzung der Kaolinteilchen wird dabei befördert durch die capillar-elektrischen Ströme, welche (vgl. § 3) durch Verschiebung der schwebenden Kaolinteilchen gegen das umgebende Wasser entstehen und welche elektrolysirend wirken.

Ich halte es für wahrscheinlich, dass lufthaltige öltartige Lösung von Kieselsäurehydrat in Wasser eine kleinere Oberflächenspannung gegen die umgebende wässerige Flüssigkeit hat, als luftfreie öltartige Lösung von Kieselsäurehydrat, dass die erstere sich auf der letzteren ausbreitet, und dadurch die mit öltartiger Kieselsäurelösung überzogenen Kaolinteilchen zu grösseren Flocken vereinigt werden.

10. *Künstliche Klärung von Kaolintrübungen.* Kaolintrübungen mit $\frac{1}{1000}$ Kaolin gaben in Probirröhrchen über Lösungen von Kupfersulfat (1,167 und 1,017), von Eisenchlorid (5 proc.), Calciumchlorid (4 proc.) oder Kalkerdehydrat (0,14 proc.) Schaumflocken mit feinen Schaumwänden, in denen viele runde Körnchen verteilt waren, oder dicke Schaumwände, in denen wieder Hohlräume und Schaumzellen lagen, oder aneinander gereihte Blasen von 0,05 mm Durchmesser. Die Schaummassen kleben zum Teil an der Glaswand, bestehen also kurze Zeit nach ihrer Entstehung aus klebriger öltartiger Flüssigkeit.

Ebenso zeigte Kaolintrübung über 10- oder 50 proc. Zuckerlösung nach 24 Stunden zwei dicke Flockenschichten im unteren Teile der Trübung.

Bei einem anderen Versuch hatte sich zwischen Kaolintrübung vom specifischen Gewicht 0,9983 und untergeschich-

tetem Kalkwasser vom specifischen Gewicht 1,001 nach zwölf Stunden eine klare, durchsichtige, nach oben gewölbte, kugelförmige Querwand gebildet, die beim Anzünden einer 30 cm entfernten Nernstlampe platzte.

Mit sechs Monate alter Kaolintrübung ($\frac{1}{1000}$) war die Flockung durch

Salzsäure > Kupfersulfatlösung > Zuckerlösung oder Chloroform.

Mit Zuckerlösung oder Chloroform erhielt ich keine Flockung. Die Flocken über Salzsäure und Kupfersulfat hatten sich auf der Schattenseite der Glaswand abgesetzt; bei Salzsäure höher hinauf als bei Kupfersulfat. Die Flocken waren also mit ölartiger Flüssigkeit überzogen und zeigten unter dem Mikroskop Schaumwände. Ueber Salzsäure waren auch zahlreiche Luftbläschen an der Schattenseite der Glaswand sichtbar.

Drei Tage alte Kaolintrübung ($\frac{1}{1000}$) in Probirröhrchen über Kupfersulfat (1,167), Salzsäure (1,033), 10 proc. Zuckerlösung, Chloroform oder Schwefelkohlenstoff zeigte nach 24 Stunden sich nahezu geklärt. Die Flocken hatten sich am Boden und an der Lichtseite der Glaswand — umgekehrt wie bei der freiwilligen Klärung der Kaolintrübungen — angesetzt; die Reihenfolge der klärenden Flüssigkeiten nach ihrem Klärungsvermögen war

Kupfersulfat > Chloroform > Schwefelkohlenstoff > Salzsäure > Zuckerlösung.

Nach 48 Stunden hatten sich dicke Schaumflocken über allen klärenden Flüssigkeiten gebildet und besonders auf der Lichtseite der Glaswand abgesetzt. In den Flocken über Kupfersulfat waren trübe Kugeln von 0,05 mm Durchmesser. In den Schaumflocken über Salzsäure waren kugelförmige Massen mit Anschwellungen und Einschnürungen und mit Luftblasen am oberen Ende zu sehen. Die Schaumflocken über Chloroform und Schwefelkohlenstoff waren noch im Sinken begriffen, also lockerer, als die über den anderen Flüssigkeiten.

Drei Tage alte Kaolintrübung mit $\frac{1}{10000}$ Kaolin schien nach einem Tage geklärt über Kupfersulfat, Salzsäure, Chloroform und Schwefelkohlenstoff. Die Flocken hatten sich be-

sonders am unteren Teile der Glaswand auf der Lichtseite angesetzt. Die an der Glaswand haftenden Schaummassen waren trübe Kugeln von 0,01 mm, von einer durchsichtigen Haut umhüllt, oder Tropfen, die nach oben spitz zuliefen, mit einem trüben kugelförmigen Kern, der von durchsichtiger ölartiger Flüssigkeit umgeben war (Fig. 7). Ueber Salzsäure hingen Schaummassen mit dicken Wänden und darin verstreuten zahlreichen Schaumzellen an der Lichtseite der Glaswand.



Fig. 7.

Ich habe ferner klärende Versuche mit acht Tage alter Kaolintrübung angestellt, bei denen die dem Lichte abgewandte Seite der Probirröhrchen mit schwarzem Papiere bedeckt war, über welches oben und unten zwei Kautschukringe geschoben wurden.

$\frac{2}{10}$ Normallösung von Kupfersulfat, Salzsäure, Schwefelsäure und Kochsalz bildete in Kaolintrübung schneller Flocken, und klärte die Trübung schneller, als $\frac{1}{10}$ Normallösung derselben Substanzen mit 20 mal geringerer Concentration. Nach drei Tagen waren die Trübungen nahezu geklärt. Die gebildeten Flocken setzten sich dabei an der Schattenseite der Glaswand an, waren also mit klebriger Flüssigkeit überzogen. Die Reihenfolge der klärenden Wirkung war

Kalkwasser > Kupfersulfat > Salzsäure > Schwefelsäure > Kochsalz.

Die letzten vier Salzlösungen waren $\frac{2}{10}$ Normallösungen. Bei $\frac{1}{10}$ Normallösungen schien Schwefelsäure eher und mehr Flocken zu bilden als Salzsäure.

Auch ohne klärende Flüssigkeit hatte dieselbe Kaolintrübung auf der Schattenseite der Glaswand Flocken abgesetzt, an denen Luftblasen hafteten. Diese Flocken lösten sich leicht von der Glaswand bei Erschütterungen ab, und stiegen auf.

Kaolintrübung gab auf einer frischen Quecksilberfläche einen flachen Tropfen von 30 mm Durchmesser. Derselbe trocknete unter Zuckungen, ähnlich denen bei der Brown'schen Molecularbewegung, zu einer grauen Haut mit durchsichtigem Rande und Randfalten ein, die aussen aus Kieselsäurehydrat bestand, und die ich schon oben (§ 9) besprochen habe. Bei dem Eintrocknen sinken in der trüben Lösung die

Kaolinteilchen zu Boden. Dann wird der Tropfen plötzlich breiter, die trübe Lösung breitet sich aus oder die Oberflächenspannung derselben nimmt plötzlich ab. Es muss also plötzlich, vielleicht durch Absorption von Luft, eine andere Kieselsäurelösung entstanden sein.

Bei Aufgiessen von Kalkwasser verschwanden die Randfalten. Die feste Haut wurde aufgelöst zu einer Flüssigkeit. Die Oberflächenspannung an der Grenze von Kalkwasser und der öltartigen Flüssigkeit auf der Oberfläche der Kaolinteilchen ist also Null.

Drei Tage alte Kaolintrübung wurde unter ein Deckglas mit zwei untergelegten Deckglasstreifen auf einen Objectträger gebracht. Liess man langsam von der Seite des Deckglases Kupfersulfatlösung Zutreten, so schnurrten die Schaumwände einzelner Schaumflocken zu Kügelchen zusammen, und die ganze Schaummasse löste sich in der Flüssigkeit auf.

Die durch klärende Flüssigkeit bewirkte Aenderung der Kaolinflocken lässt sich viel schwerer als bei Mastixflocken verfolgen, da erstere ungefärbt, letztere gefärbt und leichter sichtbar sind.

Es ist aber anzunehmen, dass nicht bloss Kalkwasser und Kupfersulfatlösung, sondern auch die anderen klärenden Flüssigkeiten mit der öltartigen Flüssigkeit (Kieselsäurehydrat) auf der Oberfläche der Kaolinteilchen oder den Schaumwänden der Kaolinflocken eine in Wasser lösliche Flüssigkeit *C* bilden, die an der Grenze mit Wasser und an der Grenze mit der öltartigen wässerigen Flüssigkeit auf der Oberfläche der Kaolinteilchen die Oberflächenspannung Null hat. Diese Flüssigkeit *C* muss sich also an der Oberfläche der schwebenden Kaolinteilchen ausbreiten. Durch die Wirbel bei der Ausbreitung wird die Bildung und Ausbreitung der Flüssigkeit *C* periodisch, die Kaolinteilchen werden durch die periodische Ausbreitung zu grösseren Flocken vereinigt oder nach der Glaswand hingezogen, wo sie hängen bleiben.

Die Bildung der Flüssigkeit *C* scheint durch Einwirkung des Lichtes begünstigt zu werden, und das Ausbreitungscentrum auf der Lichtseite der Kaolinteilchen zu liegen, da diese nach der Lichtseite der Glaswand hingezogen werden.

11. *Trübungen von β -Eiweiss.* Hühnereiweiss mit der Scheere zerschnitten, mit dem 8fachen Volumen Wasser verdünnt und filtrirt, giebt eine schwach trübe Flüssigkeit vom specifischen Gewicht 1,0038 bei 20°, welche etwa 1,6 Proc. Trockensubstanz enthält und welche ich α -Eiweiss nennen werde. Durch Erhitzen auf 100° verwandelt sich α -Eiweiss in β -Eiweiss, eine milchig trübe Flüssigkeit von gleichem specifischen Gewicht. Einem Gehalt von 1 Proc. Trockensubstanz entspricht etwa ein specifisches Gewicht von 1,0023.

α -Eiweiss giebt beim Umgiessen oder Filtriren einzelne Schaumfäden und geht um so langsamer durch das Filter, je länger die Filtration dauert, verstopft also allmählich die Filterporen. Einwirkung der Luft begünstigt die Abscheidung der Flocken und die Verstopfung der Filterporen. Mit elektrischem Bogenlicht erleuchtet sendet es normal zu den belichtenden Strahlen linear polarisirtes Licht aus, mit einer Polarisationsebene \perp den belichtenden Strahlen.

β -Eiweiss ist eine trübe Flüssigkeit, welche mit elektrischem Bogenlicht erleuchtet nur teilweise polarisirtes Licht aussendet. Während nach Hardy¹⁾ diese trübe Flüssigkeit frei von sichtbaren Theilchen ist, fand ich in derselben stets Bruchstücke von Schaumzellen verteilt, mit Linsen oder Schaumwänden im Innern der Zellwandungen, auch wohl kleine Kugeln oder zusammengebackene Schaumzellen.

β -Eiweiss soll daher zunächst als Trübung, und nicht als colloidale Lösung aufgefasst werden.

Hardy brachte einen mit 2 proc. Chlorcalciumlösung benetzten Seidenfaden unter ein Deckglas auf einen Objectträger, und setzte β -Eiweiss zu. Um den Seidenfaden bildeten sich kleine Kugeln von 0,001 mm ohne Brown'sche Molecularbewegung und ein Netzwerk mit Maschen von 0,006 mm Durchmesser.

Ich schichtete unter eine trübe Lösung von β -Eiweiss in einem Probirrohr mit einem dünnen Trichterrohr wässrige Lösungen von

	SO_4Cu	SO_4H	ClH	Cl_2Ca	ClNa
vom spec. Gew.	1,555	1,085	1,038	1,085	1,039

1) W. B. Hardy, Journ. of physiol. 24. p. 182—183. 1899.

Ueber den vier ersten Flüssigkeiten bildeten sich in 12 Stunden dicke weisse Flockenschichten, oft von solcher Höhe, dass sie das ganze Rohr ausfüllten und die Flüssigkeit nicht geklärt, sondern stark milchig getrübt erschien.

Dieselben Säuren oder Salzlösungen gaben unter α -Eiweiss geschichtet viel weniger weisse Flocken, als unter β -Eiweiss.

Ueber NaCl-Lösung hatten sich einzelne Flocken auf der Schattenseite, über ClH , SO_4Cu , ClNa und Cl_2Ca auf der Lichtseite der Glaswand angesetzt. Bei SO_4Cu am meisten, bei Cl_2Ca am wenigsten.

Ueber Salzsäure vom specifischen Gewicht 1,12 habe ich aber in β -Eiweiss während weniger Secunden nach dem Zusammenbringen beider Flüssigkeiten einen oben kugelförmig geschlossenen Schlauch von 4—5 cm Länge und 0,5 cm Durchmesser entstehen sehen, mit Einschnürungen und Anschwellungen, der sein Volumen schnell vergrösserte und von einer dünnen, durchsichtigen, trüben Haut aus öltartiger Flüssigkeit bekleidet war.

Der Schlauch bildete sich so schnell und zu solcher Höhe aus, dass die Salzsäure in der kurzen Zeit von wenigen Secunden nicht mit gewöhnlicher freier Hydrodiffusion zu derselben Höhe hätte gelangen können. Es bleibt nur die Annahme übrig, dass ausser den sichtbaren Teilchen oder Schaumwänden in der trüben Lösung von β -Eiweiss auch noch eine colloidale Lösung mit langen unsichtbaren Schaumwänden von β -Eiweiss vorhanden war, an deren (flüssiger) Oberfläche sich die Salzsäure mit grosser Geschwindigkeit ausgebreitet und eine Niederschlagmembran aus öltartiger Flüssigkeit gebildet hat, mit Schaumzellen im Innern der Membran. Ich werde hierauf noch später an einer anderen Stelle bei der Besprechung colloidalen Lösungen zurückkommen.

12. Seifentrübung. Eine Trübung von ölsaurem Kali ($\frac{9}{1000}$) zeigte in Probirröhrchen von $19 \times 1,5$ cm nach 12 Stunden Flocken über der Lösung der Elektrolyte, Kupfersulfat (1,167 und 1,017), Kochsalz, Kalibichromat, Kalisalpeter, Salmiak, Eisenchlorid 1,050, Chlorcalcium (4 proc.) und über 10 oder 50 proc. Zuckerlösung.

Bei einem anderen Versuche war nach 48 Stunden die Reihenfolge der klärenden Substanzen

Chloroform > Schwefelkohlenstoff > Zuckerlösung > Kupfersulfat > Salzsäure
5 mm 3 mm (20 mm)

Die Zahlen unter den klärenden Flüssigkeiten geben die Höhe der geklärten Schicht der Trübung über der klärenden Flüssigkeit. Die Seifenteilchen der Trübung hatten sich dabei gesenkt. Die Trübung erschien geklärt: 5 mm hoch über Chloroform, 3 mm hoch über Schwefelkohlenstoff. Ueber der Zuckerlösung lagen zwei dicke Schichten Seifenflocken von einigen Millimetern Höhe und 20 mm darüber eine scharf begrenzte weissliche Flockenschicht. Ueber den drei ersten Flüssigkeiten erschien die Seifentrübung beinahe geklärt, über den Elektrolyten Kupfersulfat und Salzsäure ungeklärt.

Seifentrübung in dem Spiegelglastrog von $20 \times 5 \times 5$ cm über Kupfersulfat (1,167) oder Zuckerlösung gab zahlreiche fallende Seifenflocken, die sich in einzelnen horizontalen Schichten ansammelten. Die fallenden Flocken zogen sich dabei von den Trogwänden fort nach der Mitte zusammen.

13. *Oelsäuretrübung.* Oelsäuretrübung wurde in Probir-
röhrchen von $19 \times 1,5$ cm geklärt durch wässrige Lösungen
von Salzsäure (1,037), Kupfersulfat (1,167) und Chloroform in
der Reihenfolge

Salzsäure > Kupfersulfat > Chloroform.

Die Flocken stiegen nach oben, sodass nach 48 Stunden eine Schicht von 6,5, 6 und 2 cm über der klärenden Flüssigkeit nur noch wenig Trübung zeigte. Bei Kupfersulfat lagen am unteren Teile der Trübung zwei besonders trübe, nach oben concave Schichten.

Bei Oelsäuretrübung mit $\frac{1}{1000}$ Oelsäure, erhalten durch Eingiessen von 1 proc. alkoholischer Lösung von reiner Oelsäure in Wasser, war die Reihenfolge der klärenden Flüssigkeiten nach 48 Stunden

Salzsäure (1,037) > Kupfersulfat (1,167) > Chloroform

5 cm 1,5 cm 2 cm

> Schwefelkohlenstoff > 10 proc. Zuckerlösung

0,5 cm

0

6*

Die Zahlen unter den klärenden Flüssigkeiten geben die Höhe der geklärten Schicht über den klärenden Flüssigkeiten. Die geklärte Schicht über Chloroform erschien aber noch stark trübe. Ueberhaupt war die Oelsäuretrübung im oberen Teile der Probirröhrchen so gut wie gar nicht geklärt.

Ueber dem Schwefelkohlenstoff lag eine mehrere Millimeter hohe weisse Flockenschicht und darüber erst die 0,5 cm hohe geklärte Stelle der Trübung. An der Glaswand hafteten in der dicken weissen Flockenschicht Schaummassen mit dicken Wänden und kugelförmigen Hohlräumen.

14. *Trübung von schwarzer Tusche.* 1 ccm flüssiger schwarzer Tusche (von der Firma L. Hoerth in Bühl) wurde in 100 ccm Wasser gegossen und in Probirröhrchen von $19 \times 1,5$ cm untersucht. Diese Trübung gab nach 24 Stunden über wässrigen Lösungen von Kupfersulfat (1,167) und Salzsäure (1,037) grosse schwarze Flocken, die sich zum Teil an der Schattenseite der Glaswand bis obenhin angesetzt hatten, und aus vielen zusammenhängenden Schaumzellen bestanden. Ueber 10 proc. Zuckerlösung oder Chloroform blieb die Trübung tagelang ungeklärt ohne Flockenbildung, doch setzten sich Luftblasen auf der Lichtseite der Glaswand an.

15. *Resultate der Flockung durch verschiedene klärende Flüssigkeiten bei verschiedener Concentration der Trübung.* Aus den vorstehenden Versuchen folgt, dass je nach der Concentration und Natur der trübenden Substanz die verschiedenen klärenden Flüssigkeiten verschieden wirken. So war die Reihenfolge der Flockung durch klärende Flüssigkeiten:

bei Trübungen mit $\frac{4}{100000}$ Mastix
Kupfersulfat > Chloroform > Salzsäure,

bei Trübungen mit $\frac{4}{10000}$ Mastix
Salzsäure > Kupfersulfat > Chloroform,

oder mit $\frac{2}{1}$ Normallösungen bei derselben Mastixtrübung
Salzsäure > Schwefelsäure > Kupfersulfat > Kochsalz,

bei Trübungen mit $\frac{9}{1000}$ Kaliseife
Chloroform > Kupfersulfat > Salzsäure,

bei Trübungen mit $\frac{1}{1000}$ Oelsäure
Salzsäure > Kupfersulfat > Chloroform,

bei Trübungen von schwarzer Tusche
Salzsäure = Kupfersulfat > Chloroform,

bei Trübungen mit $\frac{1}{1000}$ Kaolin
Kalkwasser > Kupfersulfat > Salzsäure > Schwefelsäure > Kochsalz.

Das Kalkwasser hatte ein spezifisches Gewicht von 1,001; die übrigen Salzlösungen waren $\frac{2}{1}$ Normallösungen. Die Reihenfolge der klärenden Flüssigkeiten blieb dieselbe für $\frac{1}{10}$ Normallösungen, also bei 20 mal kleinerer Concentration.

Die nach der Geschwindigkeit der Klärung geordneten klärenden Flüssigkeiten wechseln also die Reihenfolge mit der Natur der trübenden Substanz.

Elektrolyte und Nichtleiter der Elektrizität können klärend auf Trübungen wirken. Die klärende Wirkung beruht auf der periodischen Ausbreitung von klärender Flüssigkeit auf der Oberfläche der in der Trübung schwebenden Teilchen und dadurch hervorgerufene Bildung von Flocken.

Die Ansichten von Barus, Hardy und Spring über die klärende Kraft der verschiedenen klärenden Flüssigkeiten wurden durch meine Versuche nicht bestätigt.

16. *Einfluss des Lichtes. Positive und negative Photodromie der Flocken.* Je nachdem sich die klärende Flüssigkeit vorzugsweise auf der dem Lichte zugewandten oder abgewandten Seite der schwebenden Teilchen bildet oder ausbreitet, setzen sich die gebildeten Flocken an der Lichtseite oder der Schatten-seite der Glaswand an.

Ich werde diese Erscheinung mit dem Namen *positive* oder *negative Photodromie* bezeichnen.

Dass unter dem Einfluss des Lichtes sich mehr Flüssigkeit bildet, die sich an der Flockenoberfläche ausbreitet, würde nicht auffallend sein, und anderen bekannten Erscheinungen entsprechen.

Aber bei negativer Photodromie wäre anzunehmen, dass das Licht die Bildung der sich ausbreitenden Flüssigkeit hinderte.

Ein verzögernder Einfluss des Lichtes ist aber nicht wahrscheinlich, obwohl viele Physiker eine hemmende oder verzögernde Wirkung des Lichtes auf die Fluorescenz von Sidot-Blende annehmen. Ich glaube, dass die negative

Photodromie aus der erwärmenden Wirkung des Lichtes zu erklären ist, aus der durch die Erwärmung eingeleiteten Abscheidung von Luftblasen an der belichteten oder erwärmten Seite der schwebenden Teilchen. Diese Luftblasen werden die Ausbreitung der frisch gebildeten Flüssigkeit auf der Oberfläche der schwebenden Teilchen hindern. Wirbelbewegung von ausreichender Energie wird nur auf der Schattenseite der schwebenden Teilchen auftreten und die Flocken werden vom Licht fortgehen und negative Photodromie zeigen.

Die Flocken setzten sich meist auf der *Schattenseite* der Glaswand an bei künstlicher Klärung der Trübungen von Mastix, Gummigutti, Kaolin und schwarzer Tusche; auf der *Lichtseite* der Glaswand bei freiwilliger Klärung von sechs Monate alter Kaolintrübung oder bei künstlicher Klärung frisch bereiteter Trübungen von Kaolin oder Mastix.

Bei Trübungen von Leimtannat in Wasser habe ich häufig ein Ansetzen der Flocken an der Lichtseite der Glaswand beobachtet. In einzelnen Fällen gingen die Flocken von der Lichtquelle fort.

17. *Haften der Flocken an den festen Wänden.* Je nachdem die Glaswand rein oder mit Schichten fremder Substanz bekleidet ist, die sogar unmerkliche Dicke haben können, setzten sich die Flocken einer trüben Lösung verschieden leicht und verschieden fest an die Wand an.

An einem Glaszylinder, der längere Zeit bis zu $\frac{2}{3}$ mit Wasser gefüllt gestanden hatte, und mit frisch bereiteter Kaolintrübung gefüllt wurde, setzten sich die neuen Flocken am Rande der früheren Flüssigkeitsoberfläche zahlreicher ab, als an anderen Stellen.

Nach der oben (§ 8) beschriebenen Einwirkung des Wassers und der Luft auf die schwebenden Kaolinteilchen ist anzunehmen, dass auch gewöhnliches Glas an den Stellen, wo es mit Wasser und Luft längere Zeit in Berührung war, zersetzt und öltartige Kieselsäure gebildet wird. Diese Kieselsäure musste also besonders reichlich am Meniscus oder dem Rande der Wasseroberfläche entstehen, war dann getrocknet und veranlasste durch Contactwirkung die Erstarrung der öltartigen Kieselsäure, mit der die Kaolinteilchen bekleidet waren.

Mit der Bildung ölartiger Kieselsäure an der Berührungsfläche von Glas, Wasser und Luft wäre auch die Erscheinung, erklärt, dass reines Wasser in sorgfältig gereinigten Glasröhren unbeweglicher wird, wenn man es Stunden lang darin ruhig stehen lässt.¹⁾ Bei meinen Versuchen über elektrische Fortführung²⁾ in schräg gestellten Capillarröhren sank dieselbe Wassersäule eine Strecke von 50 mm in wenigen oder in 20 Sec. und mehr, je nachdem das Wasser kurz vorher oder 12 Stunden vorher in die eben gereinigte Röhre gefüllt war. Die Wasserkuppe wurde bei der Bewegung des Wasserfadens besonders an der Stelle gehemmt, wo die Flüssigkeitskuppe die Röhrenwand berührt hatte. Es hatten sich vorzugsweise an den Stellen, wo Luft und Wasser gleichzeitig einwirkten, unsichtbare Schaumwände gebildet, die den Randwinkel des Wassers gegen die Glasoberfläche änderten und damit der Bewegung der Flüssigkeitskuppe einen Widerstand entgegengesetzten.

18. *Metalltrübungen. Versilbern des Glases. Positive Photodromie der Silberteilen.* Einen ähnlichen Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit fester Wände auf das Haften von Silber- oder Goldteilchen kann man bei den Metalltrübungen beobachten, die für Versilberung oder Vergoldung von Glasflächen benutzt werden.

Frische Martin'sche Versilberungsflüssigkeit³⁾ zeigt unter einem Deckglas in einem Uhrglasobjectträger bei sehr starker Vergrößerung Klümpchen von 0,001 mm Durchmesser oder kleiner, mit zitternder Bewegung, ganz ähnlich der Brownschen Molecularbewegung. Die Teilchen bewegen sich dabei nach allen Seiten und bleiben plötzlich unter dem horizontalen Deckglas kleben.

Auch in sogenannter colloidalen Silberlösung habe ich mehrere Stunden lang diese Brown'sche Molecularbewegung beobachten können.

Hält man eine mit Martin'scher Versilberungsflüssigkeit gefüllte Glasflasche in den Lichtkegel, den horizontale Sonnen-

1) J. Jamin, Compt. rend. 50. p. 178. 1860.

2) G. Quincke, Pogg. Ann. 118. p. 518. 1861.

3) G. Quincke, Pogg. Ann. 129. p. 46. 1866.

strahlen hinter einer Linse von 10 cm Durchmesser und 30 cm Brennweite bilden, so setzt sich an der belichteten Stelle ein undurchsichtiger Silberfleck an, während die anderen Stellen der Flasche nur einen lichten braunen Ueberzug von metallischem Silber zeigen.

Da die Silberteilchen sich zu Flocken vereinigen und an der Glaswand festsitzen, so müssen sie, wenigstens während dieser Zeit, mit öartiger Flüssigkeit bekleidet sein.

Bei der Versilberung von Glasflächen nach dem Verfahren von Petitjean, Liebig, Martin und anderen wird aus einer Lösung von Silberoxyd-Ammoniak durch ein Reduktionsmittel (Weinsäure, Zuckerlösung) metallisches Silber in sehr kleinen Teilchen abgeschieden unter reichlicher Bildung von Ammoniakgas. Je nach dem Verfahren und der Reinheit der benutzten Materialien scheidet sich das Silber in grösseren oder kleineren Flocken ab. Die in der Versilberungsflüssigkeit schwebenden Silberteilchen gehen auf die Grenzfläche der Versilberungsflüssigkeit zu, setzen sich hier mehr oder weniger fest an, und bilden eine dünne, zusammenhängende Silberschicht, deren Dicke für oberhalb und unterhalb der Flüssigkeit gelegene Glasflächen gleich gross ist, und gar nicht oder sehr wenig von der Schwerkraft beeinflusst wird. Dagegen begünstigt Tages- oder Sonnenlicht sehr erheblich die Ablagerung und das Haften der Silberteilchen an den festen Begrenzungsflächen der Versilberungsflüssigkeit. Die molecularen und optischen Eigenschaften der Silberspiegel wechseln mit der Natur und Oberflächenbeschaffenheit der festen Wand, an der sich das Silber abgesetzt hat.

Die Silberteilchen zeigen also positive Photodromie, und müssen, da sie an der Glaswand haften bleiben, auf ihrer Oberfläche mit einer unmerklich dünnen Schicht öartiger Flüssigkeit bekleidet sein, die aus einer wässerigen Lösung von metallischem Silber oder von metallischem Silber und alkalischer Flüssigkeit bestehen kann.

Ich habe 1898 diese merkwürdige Ablagerung des Silbers an der Glaswand in folgender Weise erklärt.¹⁾ Ähnlich wie

1) G. Quincke, Verhandl. d. Gesellsch. Deutsch. Naturf. u. Aerzte zu Düsseldorf 1898. II. 1. p. 28.

an der gemeinsamen Grenzfläche zweier Flüssigkeiten ein Teil der absorbirten Gase sich abscheidet, wird auch das bei der Reduction des Silbers auftretende Ammoniakgas in einer dünnen Gasschicht die äussere Oberfläche der Silberteilchen bekleiden. Die vom Sonnenlicht getroffenen undurchsichtigen Silberteilchen absorbiren das Licht, erwärmen sich, geben die Wärme durch Leitung an die benachbarte Flüssigkeit ab und verkleinern dadurch die Oberflächenspannung der Grenzfläche der dünnen Gasschicht mit der umgebenden Flüssigkeit in der Nähe des bestrahlten Silbers. Die warme Flüssigkeit mit kleinerer Oberflächenspannung breitet sich auf der dünnen Gasschicht mit kälterer Oberfläche aus, und die dabei auftretenden Flüssigkeitswirbel ziehen das in der Flüssigkeit schwebende Silberteilchen nach der Seite hin, von der das Licht kam. Dabei werden warme und kalte Versilberungsflüssigkeit gemischt, die Temperaturunterschiede ausgeglichen, das Silber von neuem belichtet und erwärmt. Indem sich der Vorgang periodisch wiederholt und die Perioden der Ausbreitung sehr kurz sind, marschiren die Silberteilchen scheinbar continuirlich auf die Lichtquelle zu, der belichtete Teil der Glaswand bedeckt sich mit einer Silberschicht, die 10—100 mal dicker sein kann, als die an den unbelichteten Stellen.

Die continuirliche Belichtung der schwebenden festen Silberteilchen erzeugt periodische Erwärmung und Ausbreitung der periodisch erwärmten Flüssigkeit an der Oberfläche der kälteren Flüssigkeit, welche die unmerklich dicke Gashülle der Silberteilchen begrenzt. Dieser Vorgang ist auch der Grund der zitternden Bewegung, welche die frisch aus der Versilberungsflüssigkeit abgeschiedenen Silberflocken unter dem Mikroskop bei starker Vergrösserung zeigen.

Je kleiner die Silberteilchen aus der Versilberungsflüssigkeit sich abscheiden, um so schneller und fester lagern sie sich an der Glaswand an. Am schnellsten, wenn die Glasfläche rein, frisch polirt, oder mit Salpetersäure und Wasser von einem früheren Silberüberzug eben befreit ist.

Erstarrt der ölarartige flüssige Ueberzug der Metalltheilchen durch Contact mit der Röhrenwand oder durch Erwärmen (unter Abgabe von Wasser und von Alkali), so adhären die

Metallteilchen so fest am Glase, dass sie durch Poliren mit Leder und Pariser Rot zusammengedrückt, aber nicht losgerissen werden.

Verhindern Verunreinigungen die Berührung der ölartigen Metalllösung mit der reinen Glasfläche, so adhärirt der ölartige Ueberzug der Silberteilchen schlechter an der festen Wand, es erstarrt eine geringere Menge der ölartigen Metalllösung und an der Beschaffenheit des an der Glaswand haftenden Silbers lassen sich noch sehr geringe Mengen fremder Substanz erkennen, die sich sonst jeder Wahrnehmung entziehen.

Häufig lässt sich dann der Silberüberzug feucht mit dem Finger abreiben, bleibt aber fest haften, wenn man durch Trocknen in einem warmen Luftstrome das Wasser entfernt und aus der ölartigen Flüssigkeit festes Silber abgeschieden hat. Auf feuchtem Silber mit ölartigem flüssigen Ueberzug zeigt ein Wassertropfen den Randwinkel Null, auf dem trocknen Silber einen Randwinkel von 30° oder mehr.

Werden die schwebenden Silberteilchen durch klärende Flüssigkeit zu früh zu grösseren Flocken vereinigt, ehe sie sich an der Glaswand festgesetzt haben, oder fehlt die ölartige Flüssigkeit an ihrer Oberfläche, so versagt die Versilberungsflüssigkeit.

Sehr kleine Mengen fremder Substanz, besonders Chlorsilber wirken schon schädlich auf die Versilberung, wohl weil das Chlorsilber sich mit dem Ammoniak zu einer klärenden, Flocken bildenden, Flüssigkeit vereinigt.

Noch leichter als bei Silbertrübungen bilden sich in den Metalltrübungen von Gold und Platin grössere Flocken und vereiteln dann die von Liebig angegebene Vergoldung oder Verplatinirung des Glases.¹⁾

19. *Andere Fälle von positiver Photometrie.* Horizontale Strahlen von Sonnenlicht oder einer elektrischen Bogenlampe bildeten hinter einer Convexlinse von 10 cm Durchmesser und 30 cm Brennweite einen Strahlenkegel, dessen Spitze in einem mit Wasser oder Alkohol gefüllten Glastrog aus

1) G. Quincke, Pogg. Ann. 129. p. 57. 1866.

zusammengeschmolzenen Spiegelglasplatten von $20 \times 5 \times 5$ cm lag. In der Flüssigkeit schwebten Teilchen von Staub, Tierkohle, Russ, Lycopodium, Sägespäne oder Goldblättflittern, an denen Luftblasen hafteten. Die schwebenden Teilchen wurden mit blossen Auge oder einem horizontalen Mikroskop beobachtet. Dieselben gehen nach der Lichtquelle hin, steigen ein wenig, und gehen dann oben langsamer von der Lichtquelle wieder fort, bei continuirlicher oder periodischer Belichtung. Diese Bewegung war auch wahrzunehmen, wenn man dem Alkohol Wasser zugesetzt und dadurch neue Luftblasen an der Oberfläche der schwebenden Teilchen abgeschieden hatte. Die Bahn der Teilchen wurde durch den an der erwärmten Glaswand aufsteigenden Flüssigkeitsstrom, durch die Gestalt der schwebenden Teilchen und der daran haftenden Luftmassen beeinflusst.

Wurde der Glastrog mit einem Gemisch von 1 Volumen Schwefelsäure und 2 Volumen Glycerin gefüllt, und in diese Flüssigkeit Zinkstaub eingeführt, so blieben die mit einer dünnen Wasserstoffsicht bekleideten Zinkteilchen lange Zeit suspendirt.

Ferner konnte durch den durchbohrten Boden des Glastroges ein elektrischer Strom von 1 Amp. in eine horizontale platinirte Platinplatte am Boden des Glastroges eingeleitet und durch einen Platinring im oberen Teile der Flüssigkeit ausgeleitet werden, oder umgekehrt. An den Spitzen der platinirten Platinplatte stiegen dann zahlreiche Luftbläschen von Sauerstoff oder Wasserstoff empor, welche lange Zeit in der klebrigen Flüssigkeit schweben blieben.

Beim Belichten bewegten sich die schwebenden Zinkteilchen und die Bläschen von Sauerstoff oder Wasserstoff auf die Lichtquelle zu.

Diese positive Photodromie bei trüben Lösungen von Staub, Russ, Tierkohle, Lycopodium, Sägespänen, Goldflittern, Luft Sauerstoff, Wasserstoff erklärt sich, wie die positive Photodromie der Silberteilchen einer Versilberungsflüssigkeit, durch periodische Ausbreitung der mit Bestrahlung erwärmten Flüssigkeit mit kleinerer Oberflächenspannung an der kälteren Oberfläche der Luftblasen oder Lufthüllen mit grösserer Oberflächenspannung

welche an den schwebenden Teilchen haften. Die durch die periodische Ausbreitung erzeugten Flüssigkeitswirbel ziehen die schwebenden Teilchen nach dem Ausbreitungscentrum oder also nach der Lichtquelle hin.

Eine mit Alkanna rot gefärbte Oelkugel aus einem Gemisch von Mandelöl und Chloroform schwebte in Wasser über einer Zuckerlösung vom specifischen Gewicht 1,05, 3 mm entfernt von einer verticalen Glaswand in der Spitze eines Lichtkegels von Sonnenstrahlen. Bei periodischer Belichtung, durch Fortziehen oder Einschieben eines Pappschirmes, hob sich die Oelkugel und verschob sich nach der Lichtquelle hin um 0,1 bis 0,2 mm oder weniger, je nachdem die der Wand zugekehrte oder abgewandte Seite der Oelkugel zuerst vom Licht getroffen wurde. Die Oelkugel zeigte also auch positive Photodromie bei periodischer Belichtung. Doch konnte ich an den im Innern der Oelkugel verteilten Wassertropfen keine Wirbelbewegung des Oeles wahrnehmen.

20. *Haltbarkeit trüber Lösungen.* Trübe Lösungen von Mastix, Kieselsäure, Natron- oder Kalisilicat, Kaolin, Schellack, Gummigutti, Seife, β -Eiweiss, schwarzer Tusche können lange Zeit, Monate und Jahre, scheinbar unverändert bleiben. Doch wird man nach Wochen oder Monaten stets Flocken am Boden der Trübung finden, in denen das Mikroskop zusammenhängende Schaumzellen oder Reste davon erkennen lässt.

Ausserdem bilden sich horizontale Schichten, in denen die schwebenden Teilchen reichlicher oder weniger reichlich vorhanden sind.

Es fragt sich nun, welchen Umständen hat die Trübung ihre lange Haltbarkeit zu verdanken. Was verhindert die Teilchen, schneller zu Boden zu sinken?

J. J. Thomson und Hardy¹⁾ sehen den Grund der Beständigkeit der Trübung in der elektromotorischen Kraft an der Grenze der schwebenden Teilchen und der umgebenden Flüssigkeit, die der Bewegung der festen Teilchen sich widersetzt, da nach Dorn²⁾ elektrische Arbeit geleistet würde bei

1) W. B. Hardy, Proc. Roy. Soc. 66. p. 123. 1900.

2) E. Dorn, Wied. Ann. 10. p. 70. 1880.

der Verschiebung der Teilchen. Die Wirkung wäre dieselbe, als ob die Viscosität der Flüssigkeit vermehrt würde.

Dass bei der Verschiebung suspendirter Teilchen gegen die umgebende Flüssigkeit oder bei der Verschiebung von Flüssigkeit gegen die Wände fester (poröser) Körper elektromotorische Kräfte auftreten und Arbeit verbraucht wird, folgt schon aus meinen 20 Jahre älteren Untersuchungen über capillar-elektrische Ströme.¹⁾ Wäre die von J. J. Thomson und Hardy aufgestellte Erklärung richtig, so müssten die Trübungen am beständigsten sein, deren Teilchen die grösste elektromotorische Kraft gegen die umgebende Flüssigkeit zeigen, also Schwefel, Kieselsäure und Schellack in Wasser. Aber gerade Schellack giebt Trübungen von geringer Beständigkeit.

Möglicherweise erhöht die elektromotorische Kraft an der Grenze von Flüssigkeit und in ihr schwebenden Teilchen die Beständigkeit der Trübung.

Aber den Hauptgrund der Beständigkeit der trüben Lösungen sehe ich in den hydrodynamischen Kräften, welche die schwebenden oder langsam fallenden Teilchen in der umgebenden Flüssigkeit erregen. Diese hydrodynamischen Kräfte vermehren scheinbar die Viscosität der Flüssigkeit, treiben die schwebenden Teilchen bald gegeneinander, bald voneinander, und vereinigen sie zu Gruppen, welche dann die horizontalen Schichten bilden, die ich oben mehrfach erwähnt habe. Wie die in einem Flüssigkeitsstrome schwebenden Teilchen eine in ihrem Wege liegende feste Wand nicht berühren, sondern an ihr vorbeigehen und staubfrei²⁾ oder die von Liebreich³⁾ beschriebenen reactionsfreien Räume bilden, so treten auch die in der Flüssigkeit schwebenden oder langsam fallenden Teilchen an die darunter liegenden Teilchen nicht heran, sie bleiben schweben.

Ich werde auf diese hydrodynamischen Kräfte später noch näher eingehen.

1) G. Quincke, Pogg. Ann. 110. p. 56. 1860; 113. p. 546. 1861.

2) G. Quincke, Verhandl. d. Gesellsch. Deutsch. Naturf. u. Aerzte zu Düsseldorf 1898. II, 1. p. 27.

3) O. Liebreich, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 169. 1889.

Oft spielen bei der Beständigkeit der trüben Lösungen aber auch die Luftteilchen eine wesentliche Rolle, welche sich an der Grenzfläche der schwebenden Teilchen und der umgebenden Flüssigkeit abscheiden, an den schwebenden Teilchen haften bleiben oder dieselben in einer unmerklich dünnen Schicht einhüllen. Durchmesser der Bläschen und Dicke der Luftschicht können so klein sein, dass sie mit der stärksten Vergrößerung nicht mehr gesehen werden können. Sie bilden aber die Condensationskerne, an denen sich später andere Luftmassen, die in der Flüssigkeit absorbiert waren, abscheiden.

Bei Trübungen aus Mastix, Seife oder Oelsäure sind diese Luftblasen oft sichtbar. Bei Trübungen aus Kaolin oder Kieselsäure heben sich die horizontalen Schichten der schwebenden Teilchen bei Belichtung mit Sonnenlicht und sinken bei Beschattung wieder zurück, durch Aenderung des Luftvolumens der anhaftenden Luft, wie ein Cartesianischer Taucher.

Hiermit ist auch die Beobachtung von Barus in Uebereinstimmung (vgl. § 1), dass Thontrübungen bei 100° 20 mal schneller absetzen als bei 20° .

Freilich blieb Mastixtrübung scheinbar unverändert, als ich dieselbe 3 Stunden lang kochte. Aber unmerkliche Mengen Luft könnten auch bei 100° durch Adhäsion an der Oberfläche der Mastixteilchen zurückgehalten werden und sich später bei Temperaturschwankungen durch die in der Flüssigkeit absorbierte Luft wieder vergrössern.

Nach den in § 16 bis 19 beschriebenen Erscheinungen muss in allen Trübungen, welche Teilchen mit anhängenden Luftblasen enthalten, bei Belichtung von oben durch die positive Photodromie das Fallen der schwebenden Teilchen verzögert und damit die Haltbarkeit der Trübung vermehrt wurden.

21. *Resultate.* Trübungen oder trübe Lösungen bestehen aus Wasser, in welchem kleine Teilchen von Mastix, Thon, Kaolin, Schellack, Gummigutti, β -Eiweiss, Seife, Oelsäure, schwarze Tusche, Silber lange Zeit schweben bleiben.

1. Trübungen können geklärt werden durch Zusatz von sehr geringen Mengen Säure oder Salzlösung, wobei sich die

in Wasser schwebenden Teilchen zu grösseren Flocken vereinigen, schnell zu Boden sinken, oder an die Gefässwand ansetzen.

2. Die Flocken bestehen aus Tropfen und Schaumzellen von Flüssigkeit oder erstarrter Flüssigkeit und enthalten gewöhnlich sichtbare oder unsichtbare Luftmengen.

3. Die schwebenden Teilchen einer Trübung sind während der Flockenbildung und während des Ansetzens an die Gefässwand mit einer ölartigen Flüssigkeit bekleidet.

4. Flockenbildung und Klärung der Trübungen erklären sich durch periodische Ausbreitung sehr geringer Mengen klärender Flüssigkeit an der Oberfläche schwebender Teilchen und dadurch hervorgerufene Wirbelbewegungen der umgebenden Flüssigkeit, wodurch die Teilchen gegeneinander und gegen die Gefässwand getrieben werden.

5. Periodische Ausbreitung und Wirbel müssen eine gewisse Energie besitzen, um die schwebenden Teilchen zu Flocken zu vereinigen. Die geringste Menge klärender Substanz, welche noch Flockenbildung herbeiführt, entspricht dem „Schwellenwert“ von Bodländer.

6. In Widerspruch mit den Ansichten von Barus, Hardy und Spring können Elektrolyte und Nichtleiter klärend auf trübe Lösungen wirken. Die nach der Geschwindigkeit der Klärung geordneten klärenden Substanzen wechseln ihre Reihenfolge mit der Concentration der Trübung und der Natur der trübenden Substanz.

7. Die mit klärender Flüssigkeit überzogenen Flocken müssen nahezu „isoelektrisch“ mit der umgebenden Flüssigkeit sein und können in dieser nicht durch elektrische Fortführung bewegt werden, in Uebereinstimmung mit den Beobachtungen von Hardy.

8. Die Flocken einer geklärten Trübung können sich an der Licht- oder Schattenseite der Gefässwand ansetzen, auf das Licht zu oder von dem Licht fortwandern, positive oder negative Photodromie zeigen, je nachdem die Ausbreitung der klärenden Flüssigkeit und die Wirbel auf der Licht- oder der Schattenseite der schwebenden Teilchen energischer sind.

9. Die Versilberung des Glases auf chemischem Wege ist ein besonderer Fall von Klärung einer Trübung, mit positiver Photodromie der Silberteilchen.

10. Die Haltbarkeit trüber Lösungen hängt ab von hydrodynamischen Kräften, welche die langsam fallenden Teilchen in der umgebenden Flüssigkeit erzeugen. Dieselbe wird unterstützt durch die an den schwebenden Teilchen haftenden Luftblasen mit positiver Photodromie.

Heidelberg, den 22. October 1901.

(Eingegangen 4. November 1901.)

4. Ueber Entstehung des Tones in Labialpfeifen; von W. Friedrich.

(Rostocker Dissertation.)

Eine Labialpfeife wird in bekannter Weise dadurch zum Tönen gebracht, dass durch eine der oberen Lippe gegenüberstehende enge Spalte ein blattförmiger Luftstrom über die Mundöffnung geblasen wird, und zwar hat der Grundton bei offener Pfeife eine Luftwelle von doppelter, bei gedeckter Pfeife eine solche von vierfacher Länge der Pfeifenröhre.

Für die Ursache des Tönens und seine Entstehungsweise giebt es verschiedene Erklärungsversuche: Nach der Meinung, wie sie Helmholtz in der ersten Ausgabe seiner Tonempfindungen¹⁾ ausspricht, entsteht an der Schneide der oberen Lippe durch den anblasenden Luftstrom ein Geräusch, von dem ein bestimmter Impuls durch die Resonanz des Pfeifenhohlraumes verstärkt und in einen Ton verwandelt wird.

Aehnliche Ansichten äussern auch Violle²⁾ und Tyndall.³⁾

Später, in den neueren Auflagen seines Werkes, giebt Helmholtz eine andere Erklärung.⁴⁾ Er meint, wie eine aus einem Spaltbrenner brennende blattförmige Gasflamme durch einen gegen die Fläche treffenden Luftstrom fortgeweht werde, so auch der anblasende Luftstrom an der Mündung einer Orgelpfeife. „Die Folge davon ist, heisst es weiter, dass zur Zeit, wo die Oscillation der in der Pfeife enthaltenen Luftmasse die Luft durch die Enden der Pfeife eintreten macht, auch der blattförmige Luftstrom des Mundstückes nach innen geneigt wird, und nun seine ganze Luftmenge in das Innere der Pfeife treibt. Während der entgegengesetzten Schwingungsphase dagegen . . . wird auch das Luftblatt seine ganze Masse

1) H. Helmholtz, Lehre von den Tonempfindungen 1. p. 150. 1862.

2) J. Violle, Lehrbuch der Physik, Deutsche Ausgabe p. 122. 1893.

3) J. Tyndall, Der Schall p. 216. 1897.

4) H. v. Helmholtz, Lehre von den Tonempfindungen 5. p. 154. 1896.

nach aussen werfen.“ Seiner Ansicht nach pendelt also der blattförmige Luftstrom um die Schneide der Oberlippe hin und her.

Auch Hr. Wüllner¹⁾ vertritt die Annahme, dass durch die in der Pfeifenröhre erzeugten abwechselnden Verdichtungen und Verdünnungen der Luftstrom „an der Mundspalte eine hin- und hergehende Bewegung“ erhalte.

Zu einem ähnlichen Resultate gelangt bei den Untersuchungen von Lamellentönen Hr. Hensen.²⁾ Er fand gleichfalls, dass der anblasende Luftstrom, „die Ortho-Lamelle“, im Munde der Pfeife pendelnde Schwingungen ausführt und schreibt die Ursache hiervon den Schwingungen der Welle, welche die „Transversallamelle“ erzeugen, zu.

Seine letzten Veröffentlichungen in den Annalen der Physik gaben die Anregung zu vorliegender Arbeit. Auch möchte ich dankbar erwähnen, dass Hr. Professor Hensen in lebenswürdiger Weise sein Interesse an dem weiteren Ausbau der Untersuchungen ausgesprochen hat.

Von einer anderen Seite war bereits früher Wilhelm Weber³⁾ an die Frage herangetreten. Er ging von den Zuständen aus, die eine vor die Pfeifenmündung gehaltene schwingende Stimmgabel hervorruft, wenn einer der Pfeifentöne auf dieselbe Resonanz giebt. In ähnlicher Weise teile auch der anblasende Luftstrom der in der Pfeifenröhre enthaltenen Luftstöße mit, indem er bei seinem Durchtritt durch die enge Spalte in Erzitterungen gerät. Weber bezweifelt indes die Behauptung Savart's, dass die Stöße des anblasenden Luftstromes in solchem Tacte erfolgen, dass sie eine Luftwelle von der erforderlichen Breite erzeugen. Seiner Ansicht nach können auch in sehr ungleichen Zeiträumen erfolgende Stöße eine stehende Schwingung in Röhren veranlassen, gleichwie ein die Saite zupfender Violinbogen nicht genau in dem Tacte zu stossen braucht, in welchem die Saite schwingt.

Gegen letzteres wäre an und für sich kaum etwas einzuwenden; auch durch nicht tactmässig erfolgende Stöße

1) A. Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik 1. p. 879. 1895.

2) V. Hensen, Ann. d. Physik 2. p. 734. 1900.

3) W. Weber's Werke: 1. Akustik, p. 166. 1892.

könnte eine Orgelpfeife einen Ton ergeben. Jedoch entspricht das thatsächliche Verhalten des anblasenden Luftstromes den Behauptungen Savarts, wie ein im Nachstehenden beschriebener einfacher Versuch lehrt (vgl. Teil I).

Meine eigenen Untersuchungen befassen sich zunächst mit dem Verhalten des anblasenden Luftstromes (I.). Hierbei wird vor allem der Nachweis geführt, dass dieser nicht continuirlich fließt, wie Hr. Hensen¹⁾ annimmt, sondern durch die Einwirkung der pulsirenden *T*-Lamelle auf ihn selbst pulsirt. Ferner zeigt sich, dass diese Pulsationen allein nicht genügen, um einen lauten Ton zu erzeugen. Es ergab sich die Notwendigkeit, die pulsirende Lamelle mit einer zweiten zusammentreffen zu lassen (II.).

Die Entstehung des lauten Tones ist jedoch nicht auf die Pulsationen der *O*-Lamelle zurückzuführen. Denn es zeigte sich, dass bei diesen schwachen Pulsationen die *O*-Lamelle nicht selbsttönend war. Vielmehr konnte man diese als einen in erster Linie continuirlich verlaufenden Strom ansehen, der erst durch die kräftigen Stöße der *T*-Lamelle zum Tönen kam (II.). Die Versuche der Tonerzeugung durch zwei Lamellen wurden vielfach modificirt.

Weitere Untersuchungen (III.) beschäftigten sich mit den Strömungen der Luft in der angeblasenen Röhre selbst. Man fand, dass durch die Mundöffnung sowohl Luft in die Röhre hineingezogen, wie wieder ausgestossen wird, entsprechend den Pendelungen der *O*-Lamelle. Die im Innern der Röhre auftretenden Wirbel lassen sich vollständig abfangen, ohne dass der Ton eine wesentliche Aenderung erleidet. Im Anschluss hieran lässt sich eine vollständige Erklärung der Vorgänge in der Pfeife selbst in allen ihren Modificationen geben.

I. Das Verhalten des anblasenden Luftstromes.

Für die Untersuchungen, die sich zunächst auf die Natur des anblasenden Luftstromes erstreckten, dienten hauptsächlich zwei Labialpfeifen von 62,5 bez. 250 cm Länge. Die Seitenwände derselben bestanden zur Beobachtung des Innen-

1) V. Hensen, l. c. p. 719. 1900.

raumes vollständig aus Glas. Ferner war bei der grösseren sowohl Schneide- als Gebläsespalte verstellbar.

Das Verhalten des Gebläsestromes wurde mit Hilfe eines König'schen Flammenmanometers untersucht. Dieses war, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist, durch ein Rohrstück direct

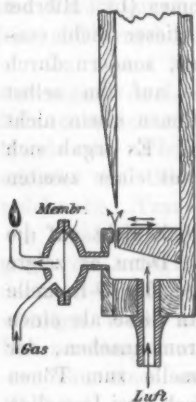


Fig. 1.

am Gebläsekopfe der Pfeife angeschlossen. Der Druck des Gebläsewindes konnte sich somit auf die Manometermembran fort-pflanzen. Beim Anblasen zeigte die Gas-flamme des Manometers durch lebhaftes Hüpfen im bewegten Spiegel, dass der Druck des anblasenden Luftstromes nicht continüirlich, sondern pulsirend war. Um den Tact dieser Pulsationen mit dem der in der Pfeife vorherrschenden Schwingungen zu vergleichen, wurde oberhalb dieser Flamme eine zweite Manometerflamme angeordnet, die durch ein Rohr mit dem Knotenpunkt der Pfeife in Verbindung stand. Die Bilder der beiden Flammen waren im rotirenden Spiegel nahe über-

einander sichtbar. Beim Anblasen zeigten beide Flammen gleiche Perioden, ein Beweis, dass ihre Schwingungen mit gleichen Geschwindigkeiten erfolgten.

Bei mehreren auf gleiche Weise untersuchten Labial-pfeifen zeigte sich dasselbe Verhalten des Luftstromes. Die Stösse waren mit Hilfe der Flamme auch dann noch nach-weisbar, wenn das Manometer in einer Entfernung von 10 m vom Pfeifenkopfe an die Gebläseleitung angeschlossen wurde.

Die Pulsationen in dem anblasenden Luftstrome lassen sich auf einfache Weise erklären. Die an dem Boden der Pfeife anlangende Longitudinalwelle bildet sich dort, da sie durch die Mundöffnung einen seitlichen Weg findet, als Trans-versallamelle aus. Sie erhält bei einer Verdichtung eine Richtung nach aussen, bei einer Verdünnung eine solche nach innen. Diese T-Lamelle stösst bei Verdichtung senkrecht gegen die aus der engen Spalte strömende Ortho-Lamelle, sie beugt diese zunächst nach aussen und veranlasst dann gegen das Maximum ihrer Amplitude ein Anstauen derselben in der

Gebläsespalte. Die dadurch erzeugte Verdichtung pflanzt sich als Welle rückwärts in die Gebläseleitung fort und wirkt somit auch auf die Membran der Manometerflamme. Bei Verdünnung saugt die *T*-Lamelle die *O*-Lamelle in das Pfeifeninnere hinein, wodurch diese wieder freie Bahn gewinnt.

Im einzelnen wird im nächsten Abschnitt (II.) noch genauer gezeigt werden, dass überhaupt niemals ein continuirlicher Strom auf einen pulsirenden auftreten kann, ohne dadurch selbst seine Continuität zu verlieren und an den Pulsationen Theil zu nehmen.

Die tactmässig erfolgenden Pulsationen der *O*-Lamelle hat auch Savart schon beobachtet. Er scheint hierauf seine Behauptung zu stützen, dass

der Luftstrom schwach selbsttöne. Bei einer gewöhnlichen Orgelpfeife liesse sich dies wohl schwerlich feststellen. Dagegen wird der continuirliche Luftstrom des Gebläses durch die Zunge einer Zungenpfeife in so starke Pulsationen versetzt, dass er selbsttönend wird. Die Function dieser Zunge wird bei der

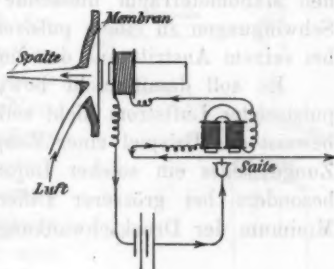


Fig. 2.

Labialpfeife von der *T*-Lamelle ausgeübt, wobei die Anzahl der Schwingungen durch die Resonanz der Pfeifenröhre bestimmt wird. Obwohl Savart's Behauptung von dem Selbsttönen des anblasenden Luftstromes viel Wahrscheinlichkeit hat, so kann sie doch nur in beschränktem Maasse gelten. Denn im allgemeinen wird für das Anblasen der Pfeifen ein Luftstrom von geringem Luftdruck verwandt. Bei einem Winddrucke von 11–13 mm Wassersäule waren die Druckschwankungen in der *O*-Lamelle so gering, dass es nicht gelang, diese Pulsationen kymographisch aufzuzeichnen. Vielleicht lag freilich auch der Grund für den Misserfolg in dem Mangel einer geeigneten Membran. Jedoch gab ein einzelner Luftstrom von so geringem Winddruck auch dann keinen wahrnehmbaren Ton, wenn man ihn von vornherein durch mechanische Mittel pulsatorisch machte. Die Anordnung des Versuches ist durch Fig. 2 veranschaulicht.

Ueber einen Hohlraum von grossem Durchmesser, aber geringem Rauminhalt war nach Art der Flammenmanometer eine Gummimembran ausgespannt. Diese wurde durch ein mitten aufgesetztes Eisenplättchen und einen durch intermittirenden Strom erregten Elektromagneten in Schwingungen versetzt. Der in den Hohlraum eingeleitete Wind eines Gebläses (von 10 bis 12 mm Wassersäule) konnte durch eine enge Spalte ausströmen. Die Unterbrechung des elektrischen Stromes besorgte in bekannter Weise eine Stahlsaite, welche von einem Hufeisenelektromagneten in Schwingung erhalten wurde. Die an ihrer Mitte befestigte Platinspitze spielte, wie aus der Figur ersichtlich, in einem Quecksilbernäpfchen. Der durch den Manometerraum fliessende Luftstrom wurde durch diese Schwingungen zu einem pulsirenden gemacht. Er gab jedoch bei seinem Austritt aus der engen Spalte keinen Ton.

Es soll damit nicht bewiesen sein, dass ein einfacher pulsirender Luftstrom nicht selbsttönend sein kann. Vielmehr beweist das Beispiel einer Zungenpfeife mit durchschlagender Zunge, dass ein solcher Luftstrom bei höherem Druck und besonders bei grösserer Differenz zwischen Maximum und Minimum der Druckschwankung einen Ton geben kann.

II. Das Verhalten der beiden Lamellen in der Mundöffnung.

Wir gehen jetzt von der Vorstellung aus, dass die *O*-Lamelle continuirlich anfängt, und erst die Schwingungen der *T*-Lamelle in ihr Stauungen derselben Periode hervorrufen, welche sich mithin rückwärts in der Gebläseleitung bemerkbar machen. Es war nun die Bedeutung der *T*-Lamelle für die Tonbildung näher zu prüfen.

Da bei dem Versuche nach Fig. 2 ein pulsirender Luftstrom von geringem Druck für sich keinen Ton gab, so musste wohl die Mitwirkung eines zweiten Luftstromes dazu erforderlich sein. Ein dementsprechend angeordneter Versuch konnte darüber Aufschluss geben. Liess man gegen den pulsirenden Luftstrom der letzten Versuchsanordnung senkrecht eine continuirliche Lamelle strömen, so entstand derselbe Ton, den die Unterbrechersaite angab. Der pulsirende Luftstrom hatte hier also die Wirkung der *T*-Lamelle. Sehr schön und deutlich

kam der Ton zu stande, wenn die continuirliche Lamelle durch eine blattförmige Gasflamme gebildet wurde. Die Flamme gab dann denselben Ton, wie die Saite des Unterbrechers. Den gleichen Erfolg erzielte man bei Umkehrung der Anordnung, wie sie in Fig. 3 dargestellt ist. Das Gas strömt durch den Raum des Membranmanometers, und senkrecht gegen die aus der engen Spalte pulsirend brennende Gasflamme war der continuirliche Luftstrom gerichtet. Auch hierbei war der Ton laut und kräftig. Man konnte bei pulsirender Gasflamme den Luftstrom auch ganz fehlen lassen, sobald man den Gasdruck so weit ermässigte, dass das Flämmchen aus der Spalte nur etwa 10 mm hoch brannte. Das freie Gasflämmchen gab dann den Ton der Unterbrechersaite wieder. Hierbei erzeugt sich das Flämmchen selbst die zweite Lamelle. Die beim Brennen stossweise nach oben entweichenden Verbrennungsgase saugen tactmässig neue Luft gegen die Flamme, wodurch abwechselnd Verdichtung und Verdünnung der Verbrennungsgase stattfindet. Das wäre aber eine Wirkung zweier pulsirender Lamellen aufeinander.

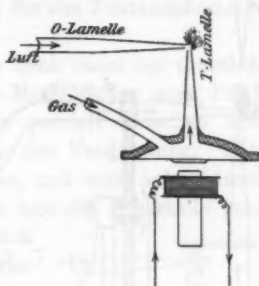


Fig. 3.

Die Erscheinung, dass ein solches frei brennendes Flämmchen durch tactmässige Schwingungen der Manometermembran zum Selbsttönen gebracht werden konnte, hatte sich zufällig bei den Versuchen herausgestellt. An der Mitte einer offenen Labialpfeife, also in der Nähe des Knotenpunktes, war ein Flammenmanometer angebracht. Während einer zufälligen schnellen Handbewegung, welche in der Nähe der Flamme eine Luftströmung verursachte, gab beim Tönen der Pfeife die Flamme den gleichen Ton. Jedenfalls vertrat die Luftbewegung die Stelle der O-Lamelle.

Weitere Untersuchungen nach dieser Richtung hin ergaben, dass auch das frei brennende Manometerflämmchen durch Schwingungen der Membran zum Tönen gebracht werden konnte, wenn man den Gasdruck sehr erniedrigte und die Brenneröffnung nicht zu eng gestaltete.

Das durch den Saitenunterbrecher in Schwingungen versetzte Manometerflämmchen gab jeden Ton wieder, den die Saite angab, auch jede Aenderung des Tones der Saite. Die Idee lag daher nahe, die Unterbrechungen durch ein Mikrophon statt durch eine Saite hervorzubringen. Wenn dies gelang, so hätte das Flämmchen jeden gesungenen, ja vielleicht auch gesprochenen Ton wiedergeben müssen. Allein nachdem mehrere dahingehende Versuche ohne Erfolg blieben, wurde keine weitere Zeit auf die Verfolgung dieser Idee verwandt, da sie für vorliegende Aufgabe belanglos war.

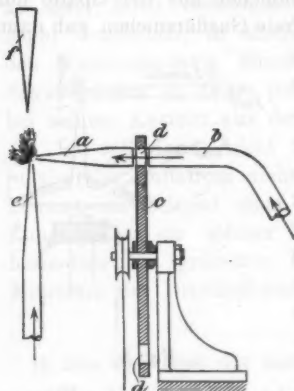


Fig. 4.

Durch den Versuch hatte sich ergeben, dass für die Entstehung eines Tones bei schwachem Luftstrom zwei zu einander senkrecht strömende Luftlamellen notwendig sind, von denen wenigstens eine pulsirend ist. Demnach mussten auch einzelne tactmässig erfolgende Luftstösse, die die Stelle der T-Lamelle vertraten, zu demselben Resultate führen. Für die Untersuchung dieses Falles wurde eine Anordnung verwandt, die durch Fig. 4 wiedergegeben ist. Gegenüber dem in eine enge

Spalte ausmündenden Rohrstück *a* befand sich mit geringem Zwischenraum ein anderes Rohr *b* von gleichem Durchmesser, das an die Leitung des Gebläsewindes angeschlossen war. Zwischen den beiden Rohren wurde mit geringem Spielraum eine Scheibe *c* schnell gedreht; die Scheibe trug im Kreise angeordnete Durchbohrungen, die Ränder dieser Löcher waren abgegratet, damit der beim Blasen gegen die gedrehte Scheibe notwendig entstehende Ton möglichst wenig wahrnehmbar wurde. Die Scheibe selbst war so angeordnet, dass ihr Lochkreis den beiden Rohren gegenüberstand. Die ganze Anordnung bestand somit in einer Sirene, von der nur immer ein Loch in Thätigkeit trat. Liess man bei schnell rotirender Lochscheibe den Gebläsewind strömen, so erhielt man in gleichen

Zeitintervallen aus der Spalte austretende Stösse. Strömte nun senkrecht zur Richtung der letzteren eine continuirliche Luftlamelle durch das Rohr e , so liess sich ein leiser, weicher Ton vernehmen. Es spielte sich hier zwischen den beiden Lamellen ein ähnlicher Vorgang ab, wie am Munde einer Labialpfeife. Der continuirliche Luftstrom bildete die *O*-Lamelle, die im Tacte erfolgenden Stösse die *T*-Lamelle. Der auf diese Weise erzeugte Ton hörte sich leer an, es fehlte ihm die Resonanz.

Wurde in geringer Entfernung in den continuirlichen Strom eine Einlage f eingebracht, so wurde der Ton schärfer. Eine solche Einlage trägt wesentlich zur Verstärkung des Tones bei, ist jedoch nicht Bedingung für das Zustandekommen desselben.

Mit diesem Versuche war jedoch noch nicht das thatsächliche Verhalten der *T*-Lamelle in der Mundöffnung einer Pfeife wiedergegeben. Denn die *T*-Lamelle pendelt zwischen dem Maximum der Verdichtung und dem der Verdünnung. Hier waren nur einzelne Verdichtungsstösse, und auch schon durch diese konnte ein Ton entstehen. Um nun die *T*-Lamelle ganz richtig zu erzeugen, wandte ich wiederum das mittels Elektromagneten in Schwingungen versetzte Membranmanometer an (vgl. Fig. 5), leitete jedoch keinen Luftstrom hinein, sondern verschloss die für diesen vorhandene Oeffnung. In der engen Spalte der Düse entstand somit bei den Schwingungen der Membran abwechselnd Verdichtung und Verdünnung, wie bei der *T*-Lamelle in der Mundöffnung der Pfeife. Bei senkrecht dagegen strömender *O*-Lamelle war an der Spalte der Ton der Unterbrechersaite vernehmbar, der wiederum durch eine Einlage in die *O*-Lamelle verstärkt werden konnte. Auch hier war der Erfolg erheblich grösser, wenn die *O*-Lamelle durch eine Gasflamme gebildet wurde.

Sowohl bei diesem als bei dem vorigen Versuche konnte durch eine in die Gebläseleitung des continuirlichen Luftstromes eingeschaltete Manometerflamme die hier in gleicher Weise wie bei der Labialpfeife erfolgende Rückwirkung der

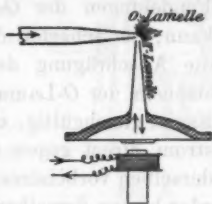


Fig. 5.

T-Lamelle auf die *O*-Lamelle sichtbar gemacht werden. Ein bewegter Spiegel zeigte das lebhafte Hüpfen des Manometerflämmchens. Die *T*-Lamelle erzeugte also auch hier stossweise Stauungen im anblasenden Luftstrom.

In ähnlicher Weise wie vorstehend durch eine continuirliche *O*-Lamelle und eine stossende oder schwingende *T*-Lamelle Töne erzeugt werden konnten, hat auch Hr. Hensen¹⁾ Töne erhalten, wenn er zwei continuirliche Luftlamellen senkrecht gegeneinander strömen liess.

Lassen sich also durch zwei Luftlamellen Töne erzeugen, wie aus obigen Versuchen hervorgeht, so kann die Ursache des Tones einer Labialpfeife auch nur in der Wechselwirkung der *O*-Lamelle und der *T*-Lamelle aufeinander beruhen. Die Erklärung, die die Entstehung des Tones auf Schneidengeräusche zurückführen will, ist demnach wohl zu verwerfen, wengleich zugestanden werden muss, dass an der Schneide scharfe Töne oder Geräusche vorherrschend sind. Man kann die Schneide einer Labialpfeife abstumpfen, ja sie sogar ganz als Wulst ausbilden, — der Ton kommt zu stande.

Die Ausbildung einer scharfen Schneide erleichtert die Pendelungen der *O*-Lamelle, da diese um so geringer sein kann, je schärfer die Schneide ist. Ferner ermöglicht auch die Abschrägung der oberen Lippe ein bequemerer Vorbeistromen der *O*-Lamelle und der von dieser mitgerissenen Luft. Es ist gleichgültig, ob der aus der engen Spalte tretende Luftstrom direct gegen die Schneide, oder ob er vor oder hinter derselben vorbeistreichet. Ist die *O*-Lamelle gegen die Schneide oder hinter derselben vorbei gerichtet, so wird die erste Welle eine Verdichtungs- oder Verdünnungswelle sein. Dagegen ist sie eine Verdünnungswelle, wenn die *O*-Lamelle an der Schneide vorn vorbeistreichet. Dies lässt sich dadurch leicht erklären, wenn man sich die von der Pfeife eingeschlossene Luftsäule als Schraubenfeder denkt. Es ist ganz gleichgültig, ob man die Feder, um sie in axiale Schwingungen zu versetzen, zuerst zusammendrückt und dann auseinander schnellen lässt, oder ob man sie auseinander zieht, um sie zusammenschnellen zu lassen. In gleicher Weise wird auch eine eingeschlossene Luftsäule pendelartige

1) V. Hensen, l. c. p. 727.

Schwingungen vollführen, gleichviel ob sie durch Verdichtung oder Verdünnung aus ihrem Gleichgewicht gebracht wird. — In der That kam in beiden Fällen der Ton zu stande, wenn man die an der grösseren der beiden Labialpfeifen angebrachte verstellbare Schneide einmal um etwa 4 mm vor, dann ebenso weit hinter die Strömungsrichtung der *O*-Lamelle einstellte.

Da nach den Versuchen die *O*-Lamelle einer tönenden Orgelpfeife pulsirend strömte, so musste der Ton sicherer zu stande kommen, wenn man den anblasenden Luftstrom von Haus aus in dem erforderlichen Tacte pulsirend machte. Um dies zu erreichen, wurde eine Seite des Gebläsekopfes an der Pfeife durch eine Gummimembran gebildet, die mit Eisenplättchen versehen wiederum von dem Saitenunterbrecher elektromagnetisch in Schwingungen versetzt wurde (Fig. 6). Die Saite des Unterbrechers liess sich nach Anblasen der Pfeife durch Schwebungen, die dabei auftraten, einstellen. Der Luftstrom wurde also nicht durch die schwingende *T*-Lamelle allein, sondern auch durch die Schwingungen der Membran pulsirend gestaltet. — Der Ton der Pfeife war kräftig und hielt sich auch bei stärkerem Winddruck, ohne in den Oberton überzugehen, was sonst bei stärkerem Anblasen bald eintrat. Da es hierbei auf die Dauer schwierig wurde, den Saitenunterbrecher auf gleicher Schwingungszahl zu erhalten, so wurde die Tonhöhe der Pfeife durch Veränderung der Mundbreite regulirt. Dies geschah meistens mittels Glaserkitt, der auf die Mundöffnung in schmalerem oder breiterem Streifen aufgeklebt wurde. Auch durch dieses Mittel liessen sich beliebig langsamere und schnellere Schwebungen erzeugen.

Die vorangegangenen Ergebnisse führten zu dem Schluss, dass, entsprechend dem durch Fig. 5 dargestellten Versuch, auch dann der Ton entstehen müsse, wenn statt eines pulsirenden Luftstromes die *O*-Lamelle durch Oscillationen, also durch abwechselnde Verdichtung und Verdünnung erzeugt würde.

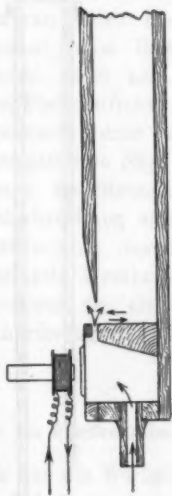


Fig. 6.

Um hierbei recht kräftige Wirkungen zu erzielen, wurde der von der Membran am Gebläsekopf überdeckte Luftraum möglichst klein gemacht. Ferner wurde er allseitig so abgeschlossen, dass nur die enge Gebläsespalte nach der Mundöffnung hin für den Durchtritt der Luft frei blieb. Die Mem-



Fig. 7.

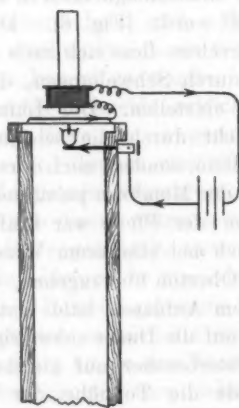


Fig. 8.

bran wurde durch den Saitenunterbrecher in Schwingungen versetzt. Der erzeugte Ton war nicht so kräftig als bei angeblasener Pfeife. Er kam auch erst dann rein zum Vorschein, als die Schwingungszahl der Saite mit der der Pfeife im Einklang stand. Die Resonanz liess sich auch hier durch Veränderung der Mundbreite reguliren. Der Ton kam hier so zu stande, dass die oscillirende *O*-Lamelle die Luftsäule in

der Pfeifenröhre zum Mitschwingen brachte. Gelang es, diese Schwingungen auf irgend einem anderen Wege mechanisch zu erzeugen, so musste die Pfeife in gleicher Weise einen Ton ergeben. Dies liess sich dadurch erreichen, dass man den Deckel einer Labialpfeife durch eine eisenbelegte Gummimembran ersetzte und diese in bekannter Weise mittels des Saitenunterbrechers zum Schwingen brachte (Fig. 7). Der so entstandene Ton war nicht so laut wie ein durch Anblasen erzeugter. — Die Unterbrechung des Stromes für den Elektromagneten musste sich auch durch die Membran selbst bewirken lassen. Diese wurde daher so gespannt, dass ihre eigene Schwingungszahl der Tonhöhe möglichst nahe kam. Nach unten war in der Mitte der Membran ein Platinstiftchen, das mit einem Draht verbunden war, so angebracht, dass es in einem innerhalb befindlichen, mit Quecksilber gefüllten Näpfchen spielen konnte (Fig. 8). Bei Einschaltung des Stromes wurde die Membran angezogen, wodurch Unterbrechung eintrat. Indem sich das Spiel der Stromunterbrechung durch die von der Resonanz der Pfeifenröhre beeinflusste Membran fortsetzte, kam ein Ton zu stande, der nur durch den elektrischen Strom erzeugt war. Die gesamte Anordnung bildete somit eine elektrische Orgelpfeife.

III. Untersuchung des secundären Luftstromes im Pfeifenraum.

Weitere Untersuchungen erstreckten sich auf die Wirbel, die beim Anblasen einer gewöhnlichen Labialpfeife in deren Innerem entstehen. Wie schon oben erwähnt, waren die beiden hauptsächlich benutzten Pfeifen von beiden Seiten völlig aus Glas, sodass sie eine bequeme Durchsicht gestatteten. Man konnte also versuchen, durch eingeblasenen Tabaksrauch einen Einblick in die Vorgänge zu erhalten. Während der Rauch sich in gedackter Pfeife längere Zeit hielt, war er bei offener Pfeife schon wenige Secunden nach dem Beginn des Anblasens hinausgefliegen. Trotzdem genügte der kurze Zeitraum, um zu ersehen, dass das Verhalten der Wirbel bei offener Pfeife dem bei gedackter gleichkam. Einige ganz geringe Abweichungen waren für die Ergründung des Vorganges ohne Bedeutung. Das Bild der Wirbel im Innern der Pfeife wird in seiner

Hauptsache durch Fig. 9 wiedergegeben. An der Vorderwand zeigte sich eine Strömung aufwärts, an der Hinterwand eine entgegengesetzte abwärts. Am Boden der Pfeife ging eine Strömung der Luft von der Hinterwand nach vorn zu der Mundöffnung. Die Strömungen nach oben und unten hatten eine Ausdehnung, die etwa $\frac{3}{8}$ und mehr der Pfeifenlänge ausmachte. Der Raum der Pfeifenröhre, der zwischen den beiden Strömungen lag, war von einem regellosen Durcheinander von Wirbeln erfüllt, von denen der oberste am deutlichsten ausgebildet war. In dem oberhalb dieses Wirbels befindlichen Raume der Röhre war — wenigstens bei gedackter Pfeife —, keinerlei Strömung vorhanden.



Fig. 9.

Da die Zahl der Wirbel eine so grosse war, und sie schichtenweise gelagert ineinander übergingen, so hätte es fast scheinen können, als ob dieselben zu den Obertönen in irgend welchen Beziehungen ständen. Wenn es dann möglich wurde, die Wirbel ganz oder teilweise abzufangen, so durften sich auch bei verstärktem Winddruck keine Obertöne einstellen. Hierfür benutzte ich zunächst eine dünne Wand, bestehend in einem Holzbrettchen von kaum halber Pfeifenlänge. Diese Scheidewand wurde in der Mitte zwischen der vorderen und der hinteren Pfeifenwand parallel eingeschoben und dem Boden der Pfeife bis auf einige Centimeter genähert (vgl. Fig. 10). Eingebrachter Tabaksqualm erwies beim Anblasen der Pfeife, dass die Strömung nach oben an der Vorderwand bis zur Oberkante der Zwischenwand ging, dann eine Wendung über diese hinweg machte, um unter Wechsel der Richtung an der Hinterwand abwärts der Mundöffnung zuzuströmen. Die Obertöne waren nach wie vor zu vernehmen, und bei stärkerem Anblasen ging der Grundton in den ersten der Obertöne über. Die Wirbel mussten also anderer Natur sein, als erwartet war,

und konnten mit den Obertönen in gar keinem Zusammenhange stehen.

Durch vorstehenden Versuch war die Natur der Wirbel nicht klargelegt. Ich verwandte daher eine Zwischenwand von solcher Länge, dass sie unten bis auf 1 cm an den Boden — so hoch war etwa die Mundöffnung —, und oberhalb noch 8 cm über das Ende der Pfeife reichte, wie aus Fig. 11 ersichtlich ist. Nunmehr zeigte sich beim Anblasen ein seltsames Spiel. Die Strömung, durch Tabaksqualm sichtbar gemacht, ging an der Vorderwand aufwärts über das Ende der Pfeife hinaus, kehrte dann wieder über die Oberkante der Scheidewand hinweg um und vollendete an der Rückwand ihren Weg nach dem Boden. Sie machte einen in sich geschlossenen Kreislauf.

Blies man nur eine einzige kurze, aber kräftige Wolke von Tabaksqualm gegen das obere Ende der Pfeife, so konnte man deutlich den Kreislauf der Strömung verfolgen. Die Wolke durchlief etwa 10—12 mal den Weg durch die Pfeife, indem sie immer dünner wurde und schliesslich ganz verschwand.

Auch die Anziehungskraft der strömenden *O*-Lamelle liess sich durch Tabaksrauch sichtbar machen. Blies man diesen von unten oder von der Seite gegen die Mundöffnung, doch so, dass er nur bis auf etwa 3 cm Entfernung an diese heranströmte, so wurde der Rauch ganz lebhaft gegen die Mundöffnung hingezogen; ein Teil strömte aussen an der oberen Lippe vorüber, während der andere Teil durch die Mundöffnung nach innen hineinfluss und hier den vorher beschriebenen Kreislauf um die Scheidewand machte. Sobald jedoch eine solche umkreisende Rauchwolke in die Nähe der Mundöffnung kam, so konnte man wahrnehmen, dass immer ein Teil der-

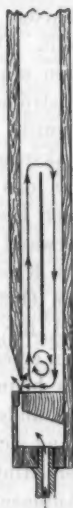


Fig. 10.



Fig. 11.

selben durch die Oeffnung nach aussen strömte, und hier durch die *O*-Lamelle an der oberen Lippe hochgetrieben wurde.

Es wird also sowohl Rauch von aussen durch die Mundöffnung teilweise nach innen geworfen, als auch innen befindlicher nach ausserhalb. Dies kann nur darin eine Erklärung finden, dass die *O*-Lamelle unter der Oberlippe hin- und herpendelt, und diese Pendelungen werden erzeugt durch die schwingende *T*-Lamelle.

Die Geschwindigkeit, mit der die Rauchwolken (und also auch die Luft) ihren Kreislauf in der Pfeife vollendeten, hing von dem Drucke des anblasenden Luftstromes ab.

Der gleiche Versuch mit der in das Innere der Pfeifenröhre eingeführten Scheidewand wurde auch mit gedackter Pfeife angestellt. Die Scheidewand war so lang gehalten, dass unten und oben ein Durchlass von 1 cm Höhe frei blieb. Der Kreislauf der strömenden Luft war der gleiche wie bei offener Pfeife; nur wurde gegen die Mundöffnung von aussen geblasener Tabaksrauch nicht mit gleicher Lebhaftigkeit angezogen und in das Innere geworfen.

Bei offener Pfeife beteiligt sich nicht die gesamte innen an der Vorderwand nach oben strömende Luftmasse an dem Rückwege des Kreislaufes. Ein Teil der Luftmasse strömt an der oberen Oeffnung ins Freie, und ein entsprechendes Quantum wird für den Rückweg an der Hinterwand durch Luft von aussen ersetzt. Diese verschiedenen Strömungen liessen sich gleichfalls bequem durch Tabaksrauch kenntlich machen.

Noch eine andere Erscheinung trat bei der offenen Pfeife zu Tage. Befand sich nämlich eine Rauchwolke in dem obersten Ende zwischen Hinter- und Scheidewand, so konnte man bei plötzlichem Anblasen deutlich erkennen, dass die Wolke erst einen kurzen Stoss nach aussen hin erhielt, dann aber seine Richtung umkehrte, um den gewöhnlichen Kreislauf zu machen. Das lässt sich nur dahin deuten, dass der erste Anstoss, den der anblasende Luftstrom gab, eine Verdichtung war, die die ganze Luftsäule, sowohl diejenige vor als hinter der Scheidewand, nach oben hin stiess. Bei genauerem Nachsehen ergab sich auch, dass die Ausströmungspalte so stand, dass der Luftstrom hinter der oberen Lippe in das Pfeifeninnere hineinströmen musste.

Um das Verhalten der Luftströmungen dann zu beobachten, wenn die *O*-Lamelle ausserhalb der oberen Lippe vorbeistrich, wurde die Spalte ungefähr 2 mm vor dem Rande der Lippe angeordnet. Eine in den oberen Teil der Pfeife zwischen Vorder- und Scheidewand eingeblasene Rauchwolke zeigte durch ihr Verhalten an, dass der erste Anstoss diesmal in einer Verdünnungswelle bestand. Die Rauchwolke machte wiederum eine kurze Bewegung, jedoch nach unten hin, und ging dann nach Umkehr ihrer Bewegungsrichtung zum oberen Ende hinaus in dem oben beschriebenen Kreislauf weiter. — Die Zeit, die immer von dem ersten Anstoss bis zur Umkehr der Rauchwolke verstrich, betrug nach Schätzung etwa $\frac{1}{4}$ sec, lange genug, um den Vorgang mit blosssem Auge zu verfolgen.

Bei der letzteren Stellung der Spalte, wo die Wirkung der *O*-Lamelle mehr eine saugende war, hatte der secundäre Kreislauf ein eigentümliches Verhalten. Bei schwachem Winddruck im Gebläse verlief die Strömung in der gewöhnlichen Weise an der Vorderwand aufwärts, an der Hinterwand abwärts. Bei einer Steigerung des Druckes trat bisweilen für kurze Augenblicke ein Stillstand der Strömung ein, dann aber wechselte diese gänzlich ihre Richtung, ging hinten aufwärts und vorn abwärts. Liess der Winddruck nach, so trat nach abermaligem, augenblicklichen Stillstand wieder der normale Verlauf der Strömung ein. Bei gedackter Pfeife hatte der Kreislauf ausschliesslich eine der gewöhnlichen entgegengesetzte Richtung.

Bei Betrachtung des Verhaltens der Strömungen ergibt sich folgendes: Ist die Spalte normal angeordnet, also ziemlich gegenüber der Lippe, so findet an der Vorderwand eine Strömung nach oben und an der Hinterwand eine entgegengesetzt gerichtete, also nach unten statt. Bei eingeschobener Zwischenwand vollführen diese Strömungen einen in sich geschlossenen Kreislauf; beim Fehlen einer Zwischenwand bilden sich zwischen den Strömungen Wirbel. Die Entstehung der letzteren ist daher gänzlich auf Kosten der beiden einander entgegengesetzt gerichteten Strömungen zu setzen. Diese sind bestrebt, ihre Druckdifferenz gegenseitig auszugleichen, und zwar findet dies statt auf der ganzen Länge von der Mundöffnung, wo die *T*-Lamelle schwingt, bis an den obersten Haupt-

wirbel (vgl. Fig. 9). Oberhalb des letzteren sind die Luftmassen insoweit in Ruhe, als Strömungen, die sich auf Wirbel zurückführen liessen, nicht vorherrschen. Folglich braucht dort auch kein Ausgleich von Strömungen stattzufinden.

Je stärker der Druck des Gebläsewindes ist, um so grösser wird auch die Differenz zwischen der vorderen Verdichtungs- und der hinteren Verdünnungsströmung sein und um so schneller in gleicher Weise der Ausgleich dieser Differenz und das dadurch erzeugte Spiel der Wirbel. Der oberste Wirbel bleibt sowohl bei starkem als bei schwachem Winddruck fast immer an derselben Stelle, sein Entstehungsort hängt also wenig oder gar nicht vom Winddruck ab.

Abgesehen von diesen Strömungen der Luft in der Pfeifenröhre pflanzt sich innerhalb derselben die Welle des erzeugten Tones ungehindert fort, wie eine in diese Strömungen gehaltene Flamme im bewegten Spiegel erkennen lässt. Die *T*-Lamelle schwingt, wie die Versuche des Hrn. Hensen mit einer unter die Schneide gehaltenen Kerzenflamme bewiesen, infolge der abwechselnden Verdichtung und Verdünnung und versetzt dadurch die *O*-Lamelle in Oscillationen. Ist die Strömung der *O*-Lamelle in ihrem Hauptteil nach innen gerichtet, strömt sie also hinter der oberen Lippe vorüber, so erzeugt sie eine Verdichtungswelle, die, nachdem sie oben reflectirt ist, unten wiederum als *T*-Lamelle nach aussen stösst. Strömt die *O*-Lamelle dagegen vorn an der Oberlippe vorüber, so wird dadurch hauptsächlich Verdünnung erzeugt. Die *T*-Lamelle schwingt stärker nach innen als reflectirte Verdünnungswelle und lässt dadurch den secundären Stromkreis in einer der normalen entgegengesetzten Richtung verlaufen.

Die starke Ausbildung der *T*-Lamelle ist eine Grundbedingung für die Entstehung und das Fortbestehen des Tones. Sucht man die Bildung der *T*-Lamelle zu beeinträchtigen, z. B. durch eine Art Wehr, eine Platte von der Breite der Pfeife und geringer Höhe, die man auf den Boden der Pfeife aufsetzt, so wird auch die Stärke des Tones dadurch vermindert. Nähert man das Wehr bis zu $\frac{1}{3}$ der Pfeifentiefe der Mundöffnung, so wird die *T*-Lamelle so schwach, dass kein Ton mehr zu stande kommt. Gerade der Umstand, dass die am Boden auftreffende Welle, mag sie verdichtend oder

verdünnend sein, durch die seitliche Mundöffnung als *Z*-Lamelle einen Weg sucht und hierbei die *O*-Lamelle zu tactmässigen Pulsationen bringt, ist die Ursache, dass zwischen den beiden Lamellen ein Gleichgewichtszustand, ein einfaches Vorbei- oder Hineinblasen nicht eintreten kann. Wesentlich ist die zweckentsprechende Anordnung der mitwirkenden Factoren, also Druck und Richtung des Luftstromes, und Stellung der oberen Lippe gegenüber diesem. Zuerst muss eine erst das Gleichgewicht der Luftsäule störende Welle zu stande kommen können, dann wird diese in dauernder Schwingung erhalten. Letzteres ist für den Ton von besonderer Wichtigkeit. Denn wie die elektrische Orgelpfeife beweist, sind die Schwingungen der Luftsäule allein, auch ohne *O*-Lamelle, im stande, ein Tönen zu erzeugen.

Vorstehende Arbeit ist auf Veranlassung und unter Leitung des Hrn. Prof. Dr. Wachsmuth im physikalischen Institut der Universität Rostock ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle genanntem Herrn für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine wertvollen Ratschläge meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 13. October 1901.)

5. Untersuchungen über den Magnetismus des Nickelamalgams; von H. Wünsche.

(Auszug aus der Rostocker Dissertation.)

Eisen- und Kobaltamalgam sind bereits früher hinsichtlich ihrer magnetischen Eigenschaften untersucht worden. Auf die Magnetisirbarkeit des festen, sowie des flüssigen Eisenamalgams und namentlich auf den remanenten Magnetismus desselben hat zuerst Joule¹⁾ hingewiesen. Nach ihm soll das Eisen im Amalgame seinen Magnetismus fast ungeändert beibehalten. Ein sehr „verdünntes“ Eisenamalgam wurde auch von Quincke²⁾ gelegentlich seiner Versuche mit der Steighöhenmethode untersucht. Auf seine Messungen nahm später wieder H. E. J. G. du Bois³⁾ Bezug. Er fand, dass in einem magnetischen Felde von der Ordnung 10000 das Amalgam, trotz seines verhältnismässig spärlichen Eisengehaltes, der magnetischen Sättigung nahe sei, während bei einer Eisenchloridlösung, welche 8 Massenprocente chemisch gebundenen Eisens enthielt, die Intensität der Magnetisirung noch proportional der Feldstärke blieb. Diese interessante Thatsache der Maximalmagnetisirung würde nichts Befremdendes haben, wenn man das Eisen im Amalgame nicht als gelöst, sondern nur als fein verteilt ansehen würde, da auch für Feilspäne und Eisenpulver, welche in Wachs oder Fett fein verteilt waren, ein Maximum der Magnetisirung wiederholt beobachtet worden ist. H. du Bois wirft daher die Frage nach der physikalisch-chemischen Zusammensetzung des Eisenamalgams auf und empfiehlt zur Beantwortung derselben ausgedehntere Untersuchungen, eventuell auch des Kobalt- und des Nickelamalgams. Derartige Untersuchungen, allerdings nur solche von Eisen-

1) Joule, Reprint scientific Papers 1. p. 331 u. 491. London 1884.

2) G. Quincke, Wied. Ann. 24. p. 377. 1885.

3) H. du Bois, Wied. Ann. 35. p. 155. 1888.

und Kobaltamalgamen, hat H. Nagaoka¹⁾ veröffentlicht. Er erhielt folgende Resultate. Eisen- und Kobaltamalgam sind bei gewöhnlicher Temperatur stark magnetisch. Der Magnetismus, der bei Feldstärken bis zu 3000 Einheiten gemessen wurde, nimmt proportional der magnetisirenden Kraft und dem Eisen- bzw. Kobaltgehalte zu. Ferner zeigte sich bei allen untersuchten Amalgamen ein remanenter Magnetismus. Bei Temperaturerniedrigung nimmt die Magnetisirbarkeit und der remanente Magnetismus ab.

Ueber die Amalgame selbst existirt eine sehr umfangreiche Literatur²⁾, trotzdem ist die Frage, ob die Quecksilberlegirungen Gemische oder chemische Verbindungen sind, mit genügender Sicherheit noch nicht beantwortet worden. Besonders gegen die Auffassung, dass die Amalgame chemische Verbindungen sind, spricht die Thatsache, dass man aus Amalgamen, die überschüssiges Quecksilber enthalten, durch allmähliches Verdunsten desselben, Amalgame von einer bestimmten Zusammensetzung nicht erhalten kann, da schon bei Temperaturen, welche den Siedepunkt des Quecksilbers nur wenig übersteigen, fast sämtliches Quecksilber entweicht. Dagegen kann man durch Anwendung eines hohen Druckes Quecksilber bzw. ein sehr verdünntes Amalgam auspressen.

Trotzdem nun auch Eisen- und Kobaltamalgam dieselben Eigenschaften aufweisen, sind sie doch kaum als mechanische Gemenge, sondern als chemische Verbindungen aufzufassen, da sonst die relativ starke Abnahme der Magnetisirbarkeit unerklärlich wäre, welche bei tiefen Temperaturen eintritt und bei metallischem Eisen bzw. Kobalt in dieser Weise sich nicht zeigt.

I. Eigenschaften des Nickelamalgams.

Bei dem Nickelamalgame kann man, nach meiner Meinung, mit Bestimmtheit eine chemische Verbindung von Nickel und Quecksilber annehmen, da der Magnetismus dieses Amalgams so ausserordentlich gering ist. Wäre das Nickel im Quecksilber nicht wirklich gelöst, sondern in freiem Zustande darin

1) H. Nagaoka, Wied. Ann. 59. p. 66. 1896.

2) H. v. Fehling, Handwörterbuch der Chemie 5. p. 1117.

enthalten, so müsste der Magnetismus des Nickelamalgams doch wenigstens einigermaassen im Verhältniss zum Nickelgehalte desselben stehen, was aber durchaus nicht der Fall ist.

Ueber den Magnetismus des Nickelamalgams ist bis jetzt noch nichts Genaueres berichtet worden. Gelegentlich der Darstellung und Untersuchung von Amalgamen hat Schumann¹⁾ in einer diesbezüglichen Arbeit auch das Nickelamalgam mit erwähnt. Er erhielt dasselbe durch Elektrolyse einer wässerigen Lösung von Nickelchlorür, sowie durch Fällung von Nickel aus solcher Lösung durch Zinkamalgam. Er beschreibt es als eine wenig kohärente, brüchige, glanzlose Masse von grauer Farbe, *welche der Magnet nicht anzog*; nach 3 Tagen war das Amalgam beim Liegen an der Luft in Quecksilber, Nickel und Oxyde des Nickels zerfallen.

Im Gegensatze hierzu ergab die genauere Untersuchung, dass das Amalgam eine Magnetnadel schwach anzog, sich also doch als magnetisch erwies. Waren die Amalgame sehr „verdünnt“, d. h. enthielten sie nur einen geringen Procentsatz von Nickel, so konnte eine Anziehung der Magnetnadel nicht mehr bemerkt werden; wurden sie dagegen in ein kurzes Glasrohr gebracht, welches zwischen den Polen eines Elektromagneten (Feldstärke ca. 5000) an einem dünnen Faden drehbar aufgehängt war, so stellte sich der Amalgamcylinder beim Erregen des Magneten lebhaft in Richtung der Kraftlinien ein. Das Amalgam zeigte sich also auch in verdünntem Zustande paramagnetisch. Bei diesen rein qualitativen Untersuchungen wurde sorgfältig darauf geachtet, dass die paramagnetische Einstellung nicht etwa von dem Glasrohr oder dem die Enden desselben verschliessenden Siegellack herrührte. Um ganz sicher zu gehen, wurde deshalb ein schwach diamagnetisches Glasrohr benützt, welches sich, ohne Amalgam, sichtbar schräg zur Kraftlinienrichtung einstellte. Die Grenze der Magnetisirbarkeit scheint bei einem Amalgam von 0,2 Proc. Nickelgehalt zu liegen.

Sehr erschwert werden die Untersuchungen durch die ausserordentlich leichte, in kurzer Zeit stattfindende Zersetzung des Nickelamalgams, und zwar zersetzen sich die concentrirteren

1) Schumann, Wied. Ann. 43. p. 111. 1891.

Amalgame schneller als die verdünnteren. Bei den festen Amalgamen kann man mitunter schon nach 2 Stunden bemerken, wie an der Oberfläche kleine Quecksilberkügelchen hervortreten; nach 2–3 Tagen waren die Amalgame beim Liegen an der Luft mehr oder weniger vollkommen in Quecksilber, Nickel und Oxyde des Nickels zerfallen. Die Zersetzung des Amalgams wird durch den Sauerstoff der Luft, besonders wenn diese feucht ist, hervorgerufen.

Bewahrt man das Nickelamalgam unter Luftabschluss auf, oder verschliesst es in eine mit Wasserstoff gefüllte Röhre, so erfolgt keine Zersetzung. Ebenso halten sich die Amalgame unter ausgekochtem Leinöl lange Zeit, doch findet hierbei immer eine, wenn auch nur geringe Zersetzung statt. Es wurde gefunden, dass die beste Aufbewahrungsart die ist, die Amalgame in ein unten zugeschmolzenes Glasrohr zu stopfen und die der Luft ausgesetzte Amalgamoberfläche durch Siegelack, Leinöl oder Paraffin von dieser abzuschliessen.

Erhitzt man das Nickelamalgam, so ist von einem wirklichen Schmelzen desselben mit nachher wieder eintretender Erstarrung nichts zu bemerken; vielmehr zersetzt sich dasselbe sehr rasch, indem Quecksilber verdampft und Nickel bez. Oxyde desselben zurückbleiben. Dasselbe findet auch beim Erhitzen im Wasserstoffstrom statt, nur bilden sich hierbei naturgemäss keine Oxyde. Diese Eigenschaft des Nickelamalgams eignet sich sehr gut zur Analyse desselben.

Um die Zusammensetzung zu untersuchen, wurde ein vorher genau abgewogenes Quantum Amalgam im Wasserstoffstrome erhitzt. Das Quecksilber destillirte leicht ab, während metallisches Nickel in Gestalt eines zusammenhängenden festen Rückstandes zurückblieb, aus dessen Gewicht sich dann der procentualische Nickelgehalt ohne weiteres berechnen lässt. Um die Quecksilberdämpfe unschädlich zu machen, ist die in nachstehender Fig. 1 dargestellte Anordnung getroffen worden.

In eine gebogene Glasröhre wurde an die Stelle *b* das Amalgam gebracht, und bei *a* ein Wasserstoffstrom eingeleitet. Derselbe riss die Quecksilberdämpfe mit sich fort, die sich an der kälteren Stelle *c* des Rohres zu kleinen Quecksilberkügelchen condensirten, welche dann von selbst in eine mit Wasser gefüllte Flasche *F* rollten. Der Wasserstoff trat bei *d* wieder

aus der Flasche heraus. Das abdestillirte Quecksilber enthielt keine oder nur äusserst geringe Spuren von Nickel, die bei der Berechnung vernachlässigt werden können.

Die Amalgame wurden durch Elektrolyse dargestellt. Als Elektrolyt diente Nickelsulfat in neutraler oder saurer Lösung; hauptsächlich erwies sich aber eine Lösung von Nickelsulfat, Ammoniumsulfat, Ammoniak und Wasser als vorteilhaft, und zwar schon aus dem Grunde, weil es nicht möglich war, ein vollständig chemisch reines Nickel oder Nickelsulfat zu bekommen. Das käufliche „chemisch reine“ Nickel oder Nickelsulfat enthielt immer geringe Spuren von Eisen. Aus saurer

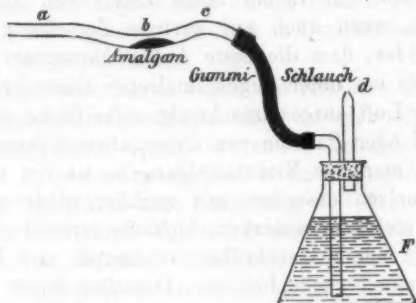


Fig. 1.

oder neutraler Lösung würde sich aber auch Eisen ausscheiden, sich also gleichzeitig Eisenamalgam bilden, durch Ammoniak dagegen wird Eisen ausgefällt. Als Anode wurde teils ein Nickelcylinder, teils ein Platinblech benützt, als Kathode Quecksilber, welches sich in dünner Schicht auf dem Boden eines Becherglases befand und mit einem isolirten Zuleitungsdraht in Contact stand. Auf diese Weise konnten zwar feste, zusammenhängende, aber keine harten Amalgame dargestellt werden, wenigstens waren diese dann nicht homogen. Ein hartes Amalgam bildete sich bei Elektrolyse einer wässrigen Lösung von gleichen Gewichtsteilen Nickelsulfat und Quecksilberchlorid.

Bei den verschiedenen so dargestellten Amalgamen ist die sehr bemerkenswerte Thatsache zu constatiren, dass die Magnetisirbarkeit der Amalgame nicht immer direct propor-

tional ihrem Nickelgehalte war. Mitunter erwiesen sich Amalgame, die wenig Nickel enthielten, magnetischer als solche von höherem Nickelgehalte. Worauf diese sonderbare Erscheinung zurückzuführen ist, glaube ich mit ziemlicher Sicherheit erklären zu können. Es ist möglich, aber höchst unwahrscheinlich, dass die betreffenden Amalgame, bei denen sich diese Eigenschaft vorfand, ausser dem chemisch gebundenen Nickel noch solches in freiem Zustande enthielten. Eine diesbezügliche Untersuchung mit dem Mikroskope lieferte keine Resultate; das Amalgam erschien immer als eine vollkommen homogene Masse. Von grösserer Wahrscheinlichkeit ist mir dagegen die Annahme, dass die moleculare Zusammensetzung der Amalgame durch ganz geringfügige Nebenumstände bei der elektrolytischen Darstellung beeinflusst wird, und die Magnetisirbarkeit durch die Molecularstruktur bedingt ist. Bestärkt in dieser Annahme wurde ich durch eine Angabe in „Ladenburg's Handwörterbuch der Chemie“¹⁾, wonach sich z. B. ein unmagnetisches, an der Luft unveränderliches Eisenamalgam bildet, wenn Zinkamalgam mit einem Gemische von Eisenchlorür und Eisen behandelt wird, während ein magnetisches, an der Luft sich zersetzendes Eisenamalgam entsteht, bei der Behandlung von pyrophorischem Eisen mit Wasser und Quecksilberchlorid unter Zusatz von etwas metallischem Quecksilber. Man könnte diese Verschiedenheit vielleicht dadurch erklären, dass man das magnetische Eisenamalgam als ein mechanisches Gemenge, das unmagnetische als eine chemische Verbindung ansieht. Dieser Annahme steht aber wieder die Thatsache gegenüber, dass die Magnetisirbarkeit des magnetischen Eisenamalgams bei tiefer Temperatur abnimmt, während die Magnetisirbarkeit des Eisens in diesem Falle sich fast gar nicht ändert. Eine weitere Eigentümlichkeit der Nickelamalgame ist folgende. Nimmt man das Amalgam aus der elektrolytischen Lösung heraus, so bildet es, bei genügend hohem Nickelgehalte, eine fest zusammenhängende homogene Masse. Zerdrückt man dieselbe und knetet sie einige Zeit, so wird das Amalgam weich. Dabei hört man

1) Ladenburg's Handwörterbuch der Chemie [Böttcher 59], [Aiken 58].

ein knirschendes Geräusch, als ob ein Nickelgerüst zerdrückt würde, oder sich kleine feste Körnchen gegeneinander rieben. Von solchen Körnchen ist aber unter dem Mikroskope weder bei dem weichen noch bei dem vorher festen Amalgame das Geringste zu bemerken, beide erscheinen auch hierbei vollkommen homogen. Bei längerem Liegen (1—2 Tage), gleichgültig ob an der Luft oder unter Luftabschluss, nimmt das Amalgam wieder eine etwas festere Form an. Bringt man das Amalgam nach dem Kneten in den Elektrolyten zurück und lässt den Strom noch 1—2 Stunden hindurchgehen, so zeigt es wieder die zuerst beschriebene feste Form. Es scheint dies Verhalten ebenfalls auf eine Veränderung der Molecularstruktur hinzudeuten. Ich komme hierauf und auf die sonderbare Verschiedenheit der Magnetisirbarkeit später nochmals zurück und werde dann meine Ansicht noch weiter begründen.

II. Darstellung einiger Amalgame.

Die in dem Vorstehenden angeführten Verschiedenheiten der Amalgame lassen es geboten erscheinen, über die Herstellung einiger derselben genaue Angaben zu machen.

1. Amalgam.

Lösung: 6,2 g Nickelsulfat, chemisch rein,
20 ccm conc. Schwefelsäure,
150 ccm Ammoniak,
75 ccm dest. Wasser.

Durchmesser des Becherglases: 8 cm,

Stromstärke: 0,1 Amp.,

Spannung: Anfangs 3,1—3,2 Volt, später 3,5—3,6 Volt,

Stromdurchgang: 162 Stunden,

Anode: Nickelcylinder mit Filtrirpapier umwunden.

Das so hergestellte Amalgam wurde durch Leder gepresst, wobei Quecksilber bez. ein ganz verdünntes Nickelamalgam durchgepresst wurde, und ein matt glänzendes, knetbar festes Amalgam zurückblieb. Die Analyse ergab eine Zusammensetzung von 3,75 Proc. Ni und 96,25 Proc. Hg. Das Amalgam erwies sich schon dadurch als magnetisch, dass es eine Magnetnadel deutlich anzog. Zwischen die Pole eines Elektromagneten (Feldstärke ca. 5000) gebracht, stellte es sich lebhaft in Richtung der Kraftlinien ein.

2. Amalgam.

Lösung: 4,47 g Nickelsulfat,
6 g Ammoniumsulfat,
60 ccm Ammoniak,
80 ccm dest. Wasser.

77 ccm von der durchfiltrirten Lösung wurden in ein cylindrisches Becherglas von 4 cm Durchmesser gegeben. Den Boden des Gefäßes bedeckte vollständig eine Quecksilberschicht als Kathode, die Anode bestand aus einem Platinblech.

Stromstärke: 0,1 Amp.,
Spannung: 3 Volt,
Stromdurchgang: 7 Stunden.

Das Amalgam war breiig weich, von glänzendem Aussehen und zwischen den Polen des Elektromagneten ebenfalls stark paramagnetisch; es hatte einen Nickelgehalt von 1,73 Proc.

3. Amalgam.

Lösung: 9 g Nickelsulfat,
45 g Ammoniumsulfat,
200 ccm Ammoniak,
150 ccm dest. Wasser.

Durchmesser des Becherglases: 8 cm,
Stromstärke: 1,2 Amp.,
Spannung: 3,6 Volt,
Stromdurchgang: 4 Stunden,
Temperatur: 65° C.
Anode: Platinblech.

Da durch Erwärmen Ammoniak verdunstete, wurden nach 20 Minuten und hierauf nach 1 $\frac{3}{4}$ Stunden zu 50 ccm Ammoniak nachgefüllt. Das Amalgam sah glänzend aus, war zähflüssig und erwies sich ebenfalls als stark paramagnetisch, etwas weniger allerdings wie das vorige. Zusammensetzung: 1,51 Proc. Ni; und 98,49 Proc. Hg.

4. Amalgam.

Zur Herstellung eines *harten* Amalgams wurden verwendet:

Lösung: 5 g Nickelsulfat,
5 g Quecksilberchlorid,
150 ccm dest. Wasser.

Anode: Platinblech,
Kathode: ein Quecksilbertröpfchen,
Stromstärke: 0,05—0,1 Amp.,
Spannung: 3,8 Volt,
Stromdurchgang: 2—3 Stunden.

Das Amalgam war stark magnetisch, von grauer Farbe und besass einen Nickelgehalt von 8,2 Proc. Bei diesem Amalgam traten schon nach 2 Stunden kleine Quecksilbertröpfchen aus der Oberfläche hervor, die aber *vorher* bei einer mikroskopischen Untersuchung der zerstoßenen Masse nicht zu bemerken gewesen.

5. Amalgam.

Das durch Leder hindurchgepresste Amalgam des 1. Amalgams, welches sehr verdünnt und von reinem Quecksilber kaum zu unterscheiden war, zeigte ebenfalls schwachen Paramagnetismus. Es hatte die Zusammensetzung 0,29 Proc. Ni und 99,71 Proc. Hg.

III. Magnetometrische Methode.

Das 1. Amalgam, welches 3,75 Proc. Ni enthielt, wurde zwecks Untersuchung nach der magnetometrischen Methode in eine Glasröhre von 30 cm Länge und 0,4 cm lichtem Durchmesser gebracht, und diese Röhre in die Magnetisirungsspule geschoben.

Bei einem Magnetisierungsstrom von 6 Amp. betrug der Magnetometerausschlag gerade 1 mm.

Dies entspricht einer Intensität der Magnetisirung von

$$J = 0,0636.$$

Die magnetisierende Kraft der Spule war 20,106; für 6 Amp. also 120,637.

Durch eine magnetisierende Kraft von 120,637 C.G.S.-Einheiten wird also bei einem Amalgam von 3,75 Proc. Nickelgehalt eine Intensität der Magnetisirung von 0,0636 Einheiten erzeugt, d. h. eine Suszeptibilität von rund $5 \cdot 10^{-4}$.

Trotz dieser ganz ausserordentlich geringen Magnetisierbarkeit war aber doch noch mit Sicherheit ein verhältnismässig bedeutender Betrag von remanenten Magnetismus nachzuweisen: Das Magnetometer stellte sich nach Aufhören der magnetisierenden Kraft nicht auf Null ein, sondern erst dann, als der Amalgamcylinder aus der Magnetisirungsspule entfernt worden war. Um beim Herausziehen und Hineinbringen des Amalgamcylinders in die Magnetisirungsspule ein Verrücken desselben zu verhindern, durch welches ein Ausschlag des Magnetometers entstehen würde, wurde eine Zugvorrichtung so

angebracht, dass die mit Amalgam gefüllte Glasröhre vom Beobachtungsplatze aus genau senkrecht in die Spule gesenkt, oder aus derselben herausgezogen werden konnte, eine Berührung mit der Hand somit vermieden war.

Es ist nun schon früher nachgewiesen worden,¹⁾ dass sehr schwach magnetisierbare Körper, z. B. verschiedene Nickel- und Eisenlegirungen durch Abkühlung auf eine niedere Temperatur in einen besseren magnetischen Zustand übergeführt werden können, dass sogar Legirungen (z. B. eine solche von 25 Proc. Ni und 75 Proc. Fe), die bei gewöhnlicher Temperatur unmagnetisch sind, durch Abkühlung magnetisch werden. Derselbe Fall war auch bei dem Nickelamalgame denkbar. Es musste daher das Verhalten desselben bei einer sehr tiefen Temperatur untersucht werden. Zu diesem Zwecke wurde auf ein Glasrohr von 30 cm Länge und 1,6 cm lichtem Durchmesser eine Magnetisirungsspule gewickelt, bei der ebenfalls 16 Windungen auf 1 cm ihrer Länge kamen. Aussen wurde die Spule mit einem dicken Filzmantel umgeben. Die untere Endfläche war durch einen Holzboden abgeschlossen. Dieser sowie ein auf der oberen Endfläche aufzusetzender Holzdeckel hatten Ausbohrungen, in welche die mit Amalgam gefüllte Glasröhre passte, wodurch man erreichte, dass der Amalgamcylinder immer dieselbe Stellung dem Magnetometer gegenüber einnahm. Die magnetisirende Kraft der Spule berechnete sich unter Berücksichtigung ihrer verhältnismässig grossen lichten Weite zu 19,664 Einheiten. Durch passende Wahl des Magnetisierungsstromes wurde das magnetische Feld im Innern der Spule wieder auf 120,637 Einheiten gebracht, wie bei dem vorigen Versuche; der Ausschlag am Magnetometer, den das magnetisirte Amalgam bewirkte, betrug daher ebenfalls wieder 1 mm.

Es wurde nun der Zwischenraum zwischen dem Amalgamcylinder und der Innenwand der Magnetisirungsspule mit Kohlen säureschnee ausgefüllt. Der hierbei beobachtete Ausschlag war ganz der gleiche. Bei dieser Abkühlung des Amalgams auf ca. -78° konnte also weder eine Vergrösserung noch eine Verminderung des inducirten Magnetismus nachgewiesen werden.

1) J. A. Ewing, Magn. Induction in Eisen und verwandten Metallen p. 178. 1892.

Andere Amalgame, die weniger Nickel enthielten als das eben besprochene, sind nach dieser Methode nicht untersucht worden, da ihr Magnetismus noch geringer sein würde und eine Messung desselben unmöglich wäre.

IV. Zugkraftmethode.

Magnetische Messungen nach einer Isthmismethode anzustellen erschien völlig aussichtslos, wenn überhaupt nicht unmöglich. Mit besserem Erfolge wurde daher eine andere Methode angewendet, nämlich die Bestimmung des Magnetismus aus der magnetischen Zugkraft.

St. Meyer hat zuerst magnetische Messungen an paramagnetischen Salzen der Eisengruppe auf diese Weise vorgenommen. An das eine Ende des Waagebalkens einer vollkommen eisenfreien chemischen Waage hing er ein cylindrisches Glasrohr, in welches er die Metallsalze hineinfüllte, so auf, dass das untere Ende desselben sich in der Mitte der Verbindungslinie zweier Magnetpole befand. Die Waage wurde austarirt und der Zug bez. der Auftrieb im magnetischen Felde durch Aufsetzen von Gewichten gemessen. Aus dem Gewichte wurde dann die Susceptibilität κ der Metallsalze nach der von ihm angegebenen Formel¹⁾

$$\kappa = \frac{2gp}{M^2 \cdot q}$$

berechnet. Hierbei ist $g = 981$ cm, p Zugkraft in g, M^2 Feldstärkequadrat, q Querschnitt des Rohres in cm².

Eine eisenfreie chemische Waage stand nun leider nicht zur Verfügung. Es wurde daher an Stelle dieser eine Jolly'sche Federwaage benützt. Durch einen regulirbaren Widerstand konnte der Magnetisierungsstrom eines Elektromagneten von 0 bis 10,5 Amp. abgestuft werden. Er wurde an einem Präcisionsampèremeter von Siemens & Halske abgelesen. Zwischen den Polen des Elektromagneten hing der Amalgamcylinder an der Jolly'schen Federwaage, und zwar befand sich das untere Ende desselben genau in der Mitte zwischen den Magnetpolen. Diese Stellung konnte durch ein Papierfähnchen genau abgelesen werden, welches sich in einem in mm getheilten Spiegelglasstreifen spiegelte, der in das Stativ der Federwaage eingelegt war. Beim Erregen des Elektromagneten wurde der

1) St. Meyer, Wied. Ann. 67. p. 709. 1899.

Amalgamcylinder verhältnismässig stark in das magnetische Feld hineingezogen. In dem Stativ der Waage war der Stab, welcher die Messingfeder trug, verschiebbar. Dieser wurde dann soweit herausgezogen, bis das Papierfähnchen dieselbe Stellung wie vor der Erregung des magnetischen Feldes anzeigte. Wurde nun der Strom wieder unterbrochen, so schnellte der Amalgamcylinder in die Höhe. Die neue Einstellung wurde ebenfalls mit möglichster Genauigkeit abgelesen, und der Unterschied zwischen dieser und der vorigen in mm ausgedrückt. Der Verlängerung der Feder um 1 mm entsprach eine Zugkraft von 0,03 g. Durch Multiplication des in mm abgelesenen Zuges mit diesem Factor erhielt man die Zugkraft in g, welche durch das magnetische Feld auf das Amalgam ausgeübt wurde. Es fragte sich nun, wie lang der Amalgamcylinder sein müsste, damit eine Wirkung des Magnetfeldes auf sein oberes Ende ausgeschlossen war. Zu diesem Zwecke wurde an das untere Ende der Feder eine kleine Messingschale gehangen und auf diese ein Amalgamklumpen von ca. 25 g Gewicht gelegt. Es ergab sich, dass bei 10 cm Entfernung desselben von der Mitte der Magnetpole eine ablesbare Zugkraft nicht mehr zu constatiren war. Die Amalgame wurden daher in ein sehr dünnwandiges cylindrisches Glasrohr von 10,5 cm Länge und einer lichten Weite von 4,7 mm gebracht, und um vollkommen gleiche Versuchsbedingungen zu haben, wurde bei allen Untersuchungen dasselbe Glasrohr benutzt. Waren die Amalgame fest, so brauchte das untere Ende desselben nicht verschlossen zu werden, andernfalls wurde dasselbe mit Siegelack derartig abgeschlossen, dass im Innern des Glasgefässes ein ebener Boden entstand.

Es wäre nun sehr umständlich und würde auch bedeutende experimentelle Schwierigkeiten machen, wenn man nach jeder Messung der Zugkraft das dazu gehörige magnetische Feld bestimmen wollte; deshalb wurde vorher die Feldstärke des Elektromagneten bei verschiedenen Stromstärken gemessen und nachher, bei den Zugkraftbestimmungen, durch passende Wahl der Stromstärke, die durch das Präcisionsampèremeter mit hinreichender Genauigkeit gemessen werden konnte, die magnetischen Felder gewissermaassen eingestellt. Die Feldstärken wurden wieder aus dem Widerstande einer Wismutspirale gemessen und zwar waren sie für die verschiedenen Stromstärken folgende:

Stromstärke	Kraftlinien- zahl	Stromstärke	Kraftlinien- zahl
0,5 Amp.	1400	4 Amp.	7050
1	3000	5	7400
1,5	4200	6	7700
2	5100	8	8000
3	6350	10,3	8200

Die vorherige Bestimmung der Feldstärken mit der Wismutspirale würde allerdings unrichtige Resultate liefern, wenn der in das magnetische Feld gebrachte Körper sehr stark magnetisch wäre. Er würde dann durch seinen Magnetismus das magnetische Feld selbst wieder verändern; bei dem so ausserordentlich schwach magnetischen Nickelamalgame ist dies jedoch ausgeschlossen. Da die Zugkraftmethode auch bei verdünnten Amalgamen noch magnetische Messungen zulässt, erschien es wünschenswert, solche an verschiedenen procentigen Amalgamen vorzunehmen. Es wäre nun am einfachsten gewesen, sich solche Amalgame dadurch herzustellen, dass man von einem Amalgame von bestimmter Zusammensetzung ausgeht und dieses durch Verdünnen mit einer vorher berechneten Menge Quecksilber in die gewünschte Zusammensetzung überführt, allein es ist zu befürchten, und soll auch später nachgewiesen werden, dass hierbei eine Veränderung der chemischen Zusammensetzung des Amalgams stattfindet, die auch die Magnetisierbarkeit desselben bedeutend ändert. Es blieb daher nichts weiter übrig, als die Amalgame jedesmal durch Elektrolyse herzustellen.

Es war nun beobachtet worden, dass bei einer elektrolytischen Lösung von bestimmter Zusammensetzung und bei hinreichend langem Stromdurchgange alles Nickel aus der Lösung quantitativ ausgeschieden wird, sodass auch durch Zusatz von Schwefelammonium (ein sehr empfindliches Reagens) zu der zurückgebliebenen, farblos gewordenen Lösung weder eine Braunfärbung noch ein Niederschlag erhalten werden konnte, welche bei Anwesenheit von Nickel, wenn auch nur von Spuren desselben, sicher eintreten würde. Aus dem Gewichte der Nickelsulfatkrystalle kann man deren Nickelgehalt in Grammen berechnen, ebenso findet man durch Rechnung die zu einer

bestimmten Zusammensetzung nötige Gewichtsmenge Quecksilber. An einem Beispiele sei dies noch näher erläutert:

Es soll z. B. ein $2\frac{1}{2}$ procentiges Amalgam dargestellt werden: Die verwandten Nickelsulfatkrystalle gehörten ihrer Form nach dem rhombischen System an, besaßen daher 7 Moleküle Krystallwasser. Es verhält sich nun:

$$\text{NiSO}_4 : \text{Ni} = 280,8 : 58,8,$$

1 g Ni würde in x g NiSO_4 enthalten sein, also:

$$280,8 : 58,8 = x : 1,$$

$$x = 4,776 \text{ g.}$$

2,5 g Ni sind daher in $4,776 \cdot 2,5 = 11,94$ g NiSO_4 enthalten. In einem 2,5 proc. Amalgame würde sich verhalten

$$\text{Hg} : \text{Ni} = 97,5 : 2,5$$

und

$$\text{Hg} : \text{NiSO}_4 = 97,5 : 11,94.$$

Zur Herstellung des Amalgams sollen aber nur 25 g Hg gebraucht werden, demnach ist:

$$97,5 : 11,94 = 25 : x,$$

$$x = 3,0615 \text{ g NiSO}_4.$$

3,0615 g Nickelsulfat müssen daher in der elektrolytischen Lösung vorhanden sein, wenn bei 25 g Quecksilber als Kathode sich ein 2,5 proc. Amalgam bilden soll.

$$\text{Probe: NiSO}_4 : \text{Ni} = 3,062 : x,$$

$$x = 0,641 \text{ g Ni.}$$

Gewicht des Amalgams: 25 g Hg + 0,641 g Ni = 25,641 g.

$$25,641 : 0,641 = 100 : x,$$

$$x = 2,5 \text{ Proc.}$$

In dieser Weise wurden sieben verschiedene Amalgame dargestellt von 0,5 bis 3,5 Proc. Nickelgehalt und dieselben sofort nach ihrer Darstellung untersucht. In nachstehender Tabelle I ist die Zusammensetzung der betreffenden elektrolytischen Lösungen angegeben. Die Lösungen wurden in ein Becherglas gefüllt von 7,7 cm Durchmesser und bei 0,3—0,2 Ampère und 3,6—3,8 Volt elektrolysiert, Stromdurchgang 15—20 Stunden. Als Anode wurde ein Platinblech benutzt, als Kathode jedesmal 25 g Quecksilber.

Tabelle I.

Nickel- gehalt in Proc.	Gew. d. Nickel- sulfats in g	Gew. d. Ammonium- sulfats in g	Ammoniak in cem	Dest. Wasser in cem	Im Amalgame enthaltenes Metall Nickel in g
0,5	0,6	9	80	250	0,18
1	1,206	9	80	250	0,25
1,5	1,818	9	80	250	0,38
2	2,437	9	85	250	0,51
2,5	3,062	9	85	250	0,64
3	3,693	9	90	250	0,77
3,5	4,335	9	95	250	0,91

Um das Quecksilber ganz genau abwiegen zu können, empfiehlt es sich, Quecksilber in ein Glasrohr zu bringen, dessen eines Ende zu einer feinen Spitze ausgezogen ist, während am anderen ein kurzer, zugebundener Gummischlauch befestigt ist. Durch Zusammendrücken bez. Loslassen desselben kann man sehr feine Quecksilbertröpfchen in das Abwägungsgefäß spritzen oder aus demselben herausaugen.

Bei dieser Darstellung der Amalgame bildet sich neben dem Nickelamalgame gleichzeitig Ammoniumamalgam, welches in Baumform nach der Anode hin wächst. Es ist nun unbedingt nötig, den Strom zeitweilig zu unterbrechen und durch Umrühren mit einem Glasstabe das Ammoniumamalgam zu zerstören, nicht etwa, um einen Kurzschluss zu vermeiden, der eintreten könnte, wenn der Ammoniumamalgambaum die Anode berührt (die Stromstärke nimmt bei dieser Berührung nur unbedeutend zu), sondern weil sich erstens mitunter kleine Teile dieses Amalgambaumes von demselben losreißen, an die Oberfläche schwimmen und, nachdem sie dort den grössten Teil ihres Ammoniumamalgams abgegeben haben, wieder zu Boden sinken, wobei sie sich mit dem übrigen Amalgame meistens nicht mehr verbinden, an der Elektrolyse also nicht mehr teilnehmen; zweitens würde das Amalgam sehr unhomogen werden, da an den unteren Teilen des Amalgambaumes mehr Nickel aufgenommen wird als an den oberen. Das Umrühren muss aller 20—30 Minuten geschehen. Es ist deshalb nicht angängig, die Elektrolyse über Nacht weitergehen zu lassen, sondern sie muss bei Tage unter fortwährender Beaufsichtigung

vorgenommen werden. Ein Amalgam durch Elektrolyse herzustellen, welches mehr als 3,5 Proc. Nickel enthält, ist mit Rücksicht auf eine einwandfreie nachfolgende magnetische Untersuchung nicht möglich, das Amalgam würde sehr wenig homogen und so fest sein, dass es in die Glasröhre überhaupt nicht mehr als zusammenhängende Masse hineinzubringen ist; es würde sich ferner sehr schnell zersetzen, auch vielleicht schon vorher Nickel in freiem Zustande enthalten. Ausserdem kann man nach der vorher angegebenen Darstellungsweise nur bis 1 g Metall aus der Lösung quantitativ durch Elektrolyse abscheiden. Wie die Tab. I angiebt, beträgt aber schon bei dem 3,5 proc. Amalgame das Gewicht des in demselben enthaltenen Nickels 0,91 g.

Die wirkliche procentualische Zusammensetzung der so dargestellten Amalgame stimmte mit der vorher berechneten sehr genau überein. So wurden z. B. 17,33 g eines 1 proc. Amalgams nach der früher beschriebenen Weise im Wasserstoffstrome analysirt. Es ergab sich ein Nickelgehalt von 0,1730 g statt 0,1733 g, den das Amalgam nach der Berechnung hätte haben müssen.

Die Ergebnisse, welche bei der Untersuchung der Zugkraft verschiedenen procentiger Amalgame in das magnetische Feld erhalten wurden, sind in den nachfolgenden Tabellen zusammengestellt.

Tabelle II.

Kraftlinien- zahl	Zugkraft der Amalgame in g						
	(1) 0,5 %	(2) 1 %	(3) 1,5 %	(4) 2 %	(5) 2,5 %	(6) 3 %	(7) 3,5 %
1400	0,015	0,024	0,048	0,060	0,090	0,117	0,165
3000	0,021	0,075	0,102	0,180	0,240	0,330	0,480
4200	0,042	0,099	0,213	0,300	0,405	0,576	0,780
5100	0,072	0,150	0,249	0,420	0,540	0,780	1,080
6350	0,090	0,210	0,381	0,540	0,750	1,080	1,470
7050	0,120	0,243	0,430	0,600	0,822	1,200	1,695
7400	0,123	0,246	0,450	0,645	0,885	1,260	1,800
7700	0,126	0,270	0,459	0,660	0,915	1,350	1,890
8000	0,141	0,279	0,471	0,690	0,960	1,410	1,980
8200	0,150	0,282	0,489	0,705	1,02	1,461	2,055
Consistenz der Amalgame	leicht flüssig	dick- flüssig	zäh- flüssig	sehr zäh- flüssig	schlam- mig	breiig	knetbar fest

Trägt man die Werte für die magnetischen Felder auf der Ordinatenaxe und die für die betreffenden Zugkräfte auf der Abscissenaxe auf, so erhält man die in Fig. 2 stärker gezeichneten Curven.

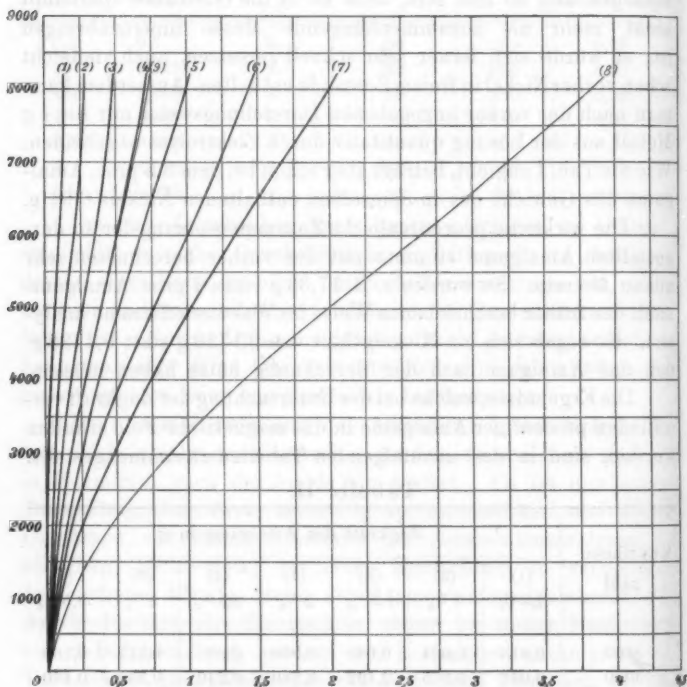


Fig. 2.

Abhängigkeit der Zugkraft von der Feldstärke
(p. 131, Tab. II; p. 133, Tab. III; p. 134, Tab. IV).

Bei der Untersuchung des 3,5 proc. Nickelamalgams wurde nun ein höchst sonderbares Resultat erhalten. Es bildete sich bei gleicher Darstellungsweise, wie ausdrücklich hervorgehoben werden soll, das eine Mal ein Amalgam, welches die in Tab. II verzeichneten Werte für die Zugkräfte aufwies, das andere Mal ein Amalgam, bei dem die in Tab. III, Columne I ver-

zeichneten Zugkräfte gefunden wurden. Columne II wiederholt die entsprechenden Werte der Tab. II.

Tabelle III.

Kraftlinienzahl	I. (8)	II. (7)
	3,5 proc. Amalgam	3,5 proc. Amalgam
1400	0,255 g	0,165 g
3000	0,852	0,480
4200	1,521	0,780
5100	2,040	1,080
6300	2,820	1,470
7050	3,210	1,695
7400	3,420	1,800
7700	3,570	1,890
8000	3,810	1,980
8200	3,945	2,055
Consistenz der Amalgame	bröcklig fest	knetbar fest

In Fig. 2 entspricht dieses Amalgam der schwächer gezeichneten Curve (8). Vergleicht man die für diese gleichprocentigen Amalgame gefundenen Zugkräfte miteinander, so findet man, dass sie sich bei den höheren Feldstärken wie 1 : 2 verhalten. Es ist fünfmal ein 3,5 proc. Amalgam hergestellt worden (von diesen waren drei „stark“ und zwei „schwach“ magnetisch), immer wurde aber gefunden, dass das stärker magnetische Amalgam mit geringen Abweichungen die doppelte Zugkraft hatte, wie das schwächer magnetische. Ferner ist zu bemerken, dass das erstere immer härter war als das letztere Amalgam, das eine war bröcklig fest, das andere knetbar fest. Diese Regelmässigkeit und die Verschiedenheit der Consistenz bei gleichem Procentgehalte und gleicher Darstellungsweise sind, nach meiner Meinung, nur durch die Annahme zu erklären, dass, wie schon früher bemerkt wurde, durch zufällige, willkürlich nicht zu erreichende Nebenprocesse bei der Elektrolyse eine Aenderung der Molecularstructur des Amalgams verursacht wird, die auch den Magnetismus desselben verändert. Bei den 0,5- bis 3 proc. Amalgamen ist eine derartige Aenderung des Magnetismus nicht gefunden worden, trotzdem, der Verschiedenheit des 3,5 proc. Amalgams wegen, jedes einzelne

2—3 mal dargestellt und untersucht wurde. Abweichungen der Werte für die Zugkräfte von Amalgamen gleichen Nickelgehaltes waren allerdings auch hierbei zu constatiren, aber sie waren sehr gering, und die in Tab. II aufgeführten Zahlen haben sich aus der vollkommenen Uebereinstimmung der Zugkräfte je zweier gleichprocentiger Amalgame ergeben.

Verdünnt man das 3 proc. Amalgam mit Quecksilber zu einem 1,5 proc. und untersucht dessen Magnetismus, so erhält man hierbei Werte für die Zugkraft, die weit höher sind als die des durch Elektrolyse dargestellten Amalgams von derselben Zusammensetzung. In der Tab. IV sind diese Werte zur Vergleichung zusammengestellt, die schwächere Curve (9) in Fig. 2 bezieht sich auf jenes Amalgam.

Tabelle IV.

Kraftlinienzahl	1,5 proc. Amalgam (3) durch Verdünnung hergestellt	1,5 proc. Amalgam (9) durch Elektrolyse hergestellt
1400	0,060	0,048
3000	0,180	0,102
4200	0,291	0,218
5100	0,390	0,249
6350	0,555	0,381
7050	0,615	0,430
7400	0,645	0,450
7700	0,690	0,459
8000	0,705	0,471
8200	0,720	0,489

Dieselbe Zunahme der Magnetisirbarkeit zeigt sich regelmäßig bei den Amalgamen, die durch Verdünnen eines höher procentigen Amalgams mit Quecksilber erhalten wurden, ebenso findet man, dass die Consistenz der ersteren durchgängig fester ist, als die der gleichprocentigen, durch Elektrolyse dargestellten Amalgame. Diese Verschiedenheit der Eigenschaften bei gleichem Procentgehalte beweisen, dass durch Zusatz von Quecksilber die chemische Zusammensetzung des Amalgams geändert wird; ob hierbei eine Dissociation oder eine Ausscheidung von Nickel mit nachfolgender Wiederauf-

lösung desselben, also eine Aenderung der molecularen Zusammensetzung stattfindet, ist eine schwer zu beantwortende Frage. Da jedoch ein sichtbarer Zerfall bez. eine Ausscheidung von Nickel nicht zu bemerken ist, und bei einer Zersetzung die Consistenz eher weicher wie fester werden müsste, weil sich ein verdünnteres Amalgam mit darin enthaltenen freiem Nickel bilden würde, so scheint eine Aenderung der Molecularstructur wahrscheinlicher. Bei der Elektrolyse kommt es nun mitunter vor, dass sich in der Quecksilberschicht der Kathode an manchen Stellen Klumpen von höherprocentigen Amalgamen bilden, wenn das Quecksilber nicht häufig genug umgerührt wird. Ein derartiges Amalgam müsste dann bei der magnetischen Untersuchung einen stärkeren Magnetismus zeigen, wie ein gleichprocentiges Amalgam, das während seiner Darstellung durch öfteres Umrühren von vornherein homogen erhalten wurde; denn bei dem ersteren würde durch das Kneten desselben nach der Elektrolyse eine Verdünnung dieser Klumpen, also eines höherprocentigen Amalgams stattfinden. Diesbezügliche Versuche bewiesen die Richtigkeit dieser Annahme. Nicht zu grosse Verschiedenheiten des Magnetismus der Amalgame bei gleichem Procentgehalte finden hierdurch ihre Erklärung. Die sehr grosse Zunahme des Magnetismus bei dem einen 3,5 proc. Amalgame ist dagegen weder darauf zurückzuführen, dass sich in der Quecksilberschicht hochprocentige Amalgame bilden, durch deren Verdünnung das Amalgam magnetischer wird, noch darauf, dass sich metallisches Nickel ausscheidet, bez. nicht gelöst wird. Im ersteren Falle müssten sich, um die bedeutend grössere Magnetisirbarkeit zu erklären, in der Quecksilberschicht stellenweise Amalgame von sehr hohem Nickelgehalte (bis 15 Proc.) gebildet haben, diese hätten aber, da sie hart sind, bei dem aller 20—30 Min. stattfindenden Umrühren sicher bemerkt werden müssen. Hätte sich im anderen Falle metallisches Nickel frei in einem verdünnteren Amalgame befunden, so wäre das „stark“ magnetische Nickelamalgam ganz gewiss weicher gewesen wie das gleichprocentige „schwach“ magnetische 3,5 proc. Amalgam, um so mehr, als die Menge des freien metallischen Nickels bei der viel stärkeren Magnetisirbarkeit keine ganz geringe sein konnte. Gegen beide Annahmen spricht endlich noch die

Regelmässigkeit der Zunahme der Magnetisirbarkeit um das Doppelte.¹⁾

Aus diesen Versuchen und Ueberlegungen folgt, nach meiner Meinung, mit Sicherheit, dass die Verschiedenheit der magnetischen Eigenschaften des Nickelamalgams durch eine Veränderung seiner Molecularstruktur veranlasst wird.

Verdünn't man das stärker magnetische 3,5 proc. Nickelamalgam mit den entsprechenden Mengen von Quecksilber zu Amalgamen von procentualisch geringerem Nickelgehalte und untersucht den Magnetismus derselben, so erhält man die in folgender Tabelle verzeichneten Werte für die Zugkraft.

Tabelle V.

Kraftlinien- zahl	Zugkraft der Amalgame in g						
	(1')	(2')	(3')	(4')	(5')	(6')	(7')
	0,5 %	1 %	1,5 %	2 %	2,5 %	3 %	3,5 %
1400	0,030	0,084	0,120	0,144	0,180	0,225	0,255
3000	0,111	0,180	0,330	0,507	0,600	0,729	0,852
4200	0,180	0,375	0,675	0,885	1,080	1,320	1,521
5100	0,213	0,510	0,900	1,200	1,530	1,800	2,040
6350	0,240	0,690	1,245	1,665	2,040	2,460	2,820
7050	0,252	0,780	1,380	1,875	2,364	2,850	3,210
7400	0,264	0,840	1,479	2,010	2,490	3,060	3,420
7700	0,270	0,870	1,560	2,100	2,604	3,195	3,570
8000	0,270	0,900	1,620	2,211	2,703	3,360	3,810
8200	0,270	0,900	1,656	2,292	2,820	3,450	3,945
Consistenz der Amalgame	flüssig	zäh- flüssig	sehr zäh- flüssig	schlam- mig	breiig	lehmig	bröcklig fest

1) An dieser Stelle sei noch auf eine Abhandlung von W. Kerp u. W. Böttcher hingewiesen, die unter dem Titel „Zur Kenntnis der Amalgame“ in letzter Zeit und nach Abschluss meiner Arbeit in der Zeitschr. f. anorgan. Chem. Bd. 25. 1900 erschienen ist. Die Amalgame werden hiernach in Bezug auf ihr Verhalten den Lösungen gleichgestellt und die Gesetzmässigkeiten, also vor allen Dingen das Phasengesetz, welche für letztere gelten, finden deshalb auch Anwendung auf die Amalgame. Von diesem Standpunkte aus ist die Löslichkeit und die Veränderung der Zusammensetzung bei verschiedenen Temperaturen untersucht worden für die Amalgame verschiedener Metalle; leider sind

In Fig. 3 sind die hierzu gehörigen Curven (1', 2', 3'—7') aufgezeichnet. Vergleicht man die Zugkräfte dieser Amalgame

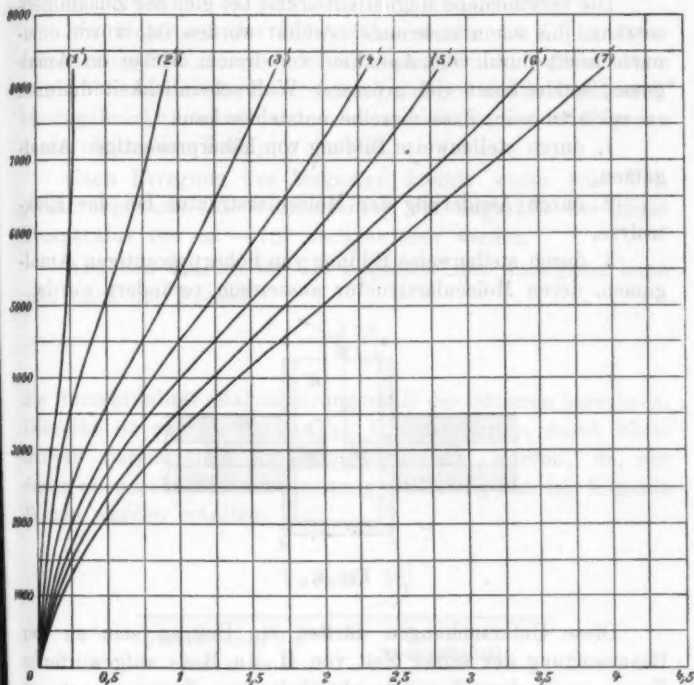


Fig. 3.

Abhängigkeit der Zugkraft von der Feldstärke (p. 136, Tab. V).

mit den in Tab. I angegebenen, so findet man, dass bei gleichem Nickelgehalte der Magnetismus der zuletzt untersuchten Amalgame ungleich grösser ist. Eine Zersetzung war bei diesem

jedoch gerade die ferromagnetischen Amalgame unberücksichtigt geblieben. Das Ergebnis der Untersuchung war folgendes: Mit flüssigen Amalgamen von entsprechender Concentration ist ein anderes festes Amalgam desselben Metalles von bestimmter Zusammensetzung im Gleichgewicht, letztere ist dagegen wieder von einer bestimmten Temperatur abhängig, mit anderen Worten: Die chemische Zusammensetzung der Amalgame kann sich unter Umständen ändern.

Verdünnen ebenfalls nicht nachzuweisen, dagegen wieder in Bezug auf die Consistenz eine Zunahme von Festigkeit.

Die verschiedene Magnetisirbarkeit bei gleicher Zusammensetzung, die schon mehrmals erwähnt worden ist, würde demnach nicht durch die Annahme von freiem Nickel im Amalgame, sondern mit viel grösserer Wahrscheinlichkeit dadurch zu erklären sein, dass dieselbe entstehen kann:

1. durch stellenweise Bildung von höherprocentigen Amalgamen,
2. durch Aenderung der Molecularstructur bei der Elektrolyse,
3. durch stellenweise Bildung von höherprocentigen Amalgamen, deren Molecularstructur ausserdem verändert wurde.

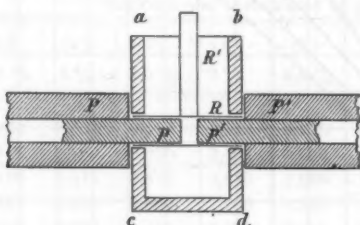


Fig. 4.

Diese Untersuchungen dürften ein Beitrag sein zu der Beantwortung der seiner Zeit von H. du Bois aufgeworfenen Frage nach der chemisch-physikalischen Zusammensetzung der Amalgame.

Es wurde nun untersucht, ob durch die Abkühlung der Nickelamalgame auf eine tiefe Temperatur eine Aenderung der Zugkräfte derselben zu bemerken ist. Zu diesen Untersuchungen diente der in vorstehender Fig. 4 angegebene Holzkasten *a, b, c, d*, der zwischen die Polschuhe *P, P'* gebracht wurde. Der Kasten hatte an zwei sich gegenüberliegenden Seiten je eine kreisförmige Ausbohrung. In diese passte ein Rohr *R* aus dünnem Kupferblech, in das die cylindrischen, in den Polschuhen *P, P'* verschiebbaren Polstücke *p, p'* hineingeschoben werden konnten. Auf das Kupferrohr *R* war ein zweites Rohr *R'* aufgesetzt. Der Kasten war aussen mit

dickem Filz umgeben und wurde durch einen Deckel abgeschlossen, der eine entsprechende Ausbohrung für das Kupferrohr R' hatte.

Der Hohlraum des Holzkastens wurde mit Kohlensäureschnee ausgefüllt, hierauf der Amalgamcylinder, welcher schon vorgekühlt war, an die Federwaage gehangen und in das Rohr R' hineingebracht, sodass sich sein unteres Ende wieder genau in der Mitte der Pole p, p' befand.

Nach Erregung des Magneten konnte weder eine Vergrößerung noch eine Verkleinerung der Zugkräfte bei dieser Temperatur von ca. -78° nachgewiesen werden.

Aus den Werten für die Zugkräfte der Amalgame kann man nach der Formel

$$x = \frac{2 g p}{M^2 \cdot q}$$

die Suszeptibilität (Magnetisirungszahl) der letzteren berechnen. Dieselbe ist nur für die in Tab. II aufgeführten, durch Elektrolyse dargestellten Amalgame berechnet worden, da nur deren chemische Zusammensetzung vollständig klar ist; folgende Werte wurden erhalten.

Tabelle VI.

Procentgehalt des Amalgams	Suszeptibilität
0,5	24,918 . 10 ⁻⁶
1	49,297 . 10 ⁻⁶
1,5	83,221 . 10 ⁻⁶
2	121,916 . 10 ⁻⁶
2,5	169,622 . 10 ⁻⁶
3	249,133 . 10 ⁻⁶
3,5	349,846 . 10 ⁻⁶
[3,5]	[672,199 . 10 ⁻⁶]

Die Suszeptibilität der Amalgame wurde bei einer Feldstärke von 8000 C.G.S.-Einheiten berechnet. Die Curve in Fig. 5 stellt die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Concentration der Amalgame dar, sie weicht, wie man sieht, be-

deutend von einer Geraden ab, die sich ergeben müsste, wenn die Magnetisierbarkeit gleichmässig mit dem Nickelgehalte zunähme. Zur Vergleichung der für die Nickelamalgame gefundenen

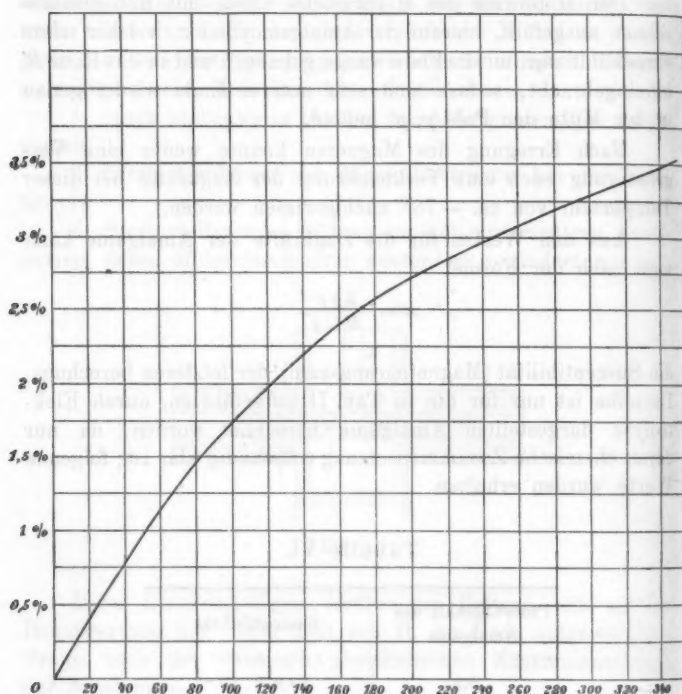


Fig. 5.

Abhängigkeit der Suszeptibilität vom Nickelgehalte.

Werte für die Suszeptibilität derselben mit der Suszeptibilität von Metallsalzen sei noch erwähnt, dass G. Jäger und St. Meyer¹⁾ fanden für Manganchlorid

$$\alpha = 20,8 \cdot 10^{-6}$$

und für Eisenchlorid

$$\alpha = 47,47 \cdot 10^{-6}.$$

1) G. Jäger u. St. Meyer, Wied. Ann. 67. p. 700. 1899.

Die in vorliegender Arbeit gewonnenen

Resultate

seien im Folgenden kurz zusammengefasst:

Das Nickelamalgam ist eine chemische Verbindung von glänzendem bis grauem Aussehen, die sich durch Einwirkung des Sauerstoffs der Luft in verhältnismässig kurzer Zeit zersetzt. Das Amalgam wird am zweckmässigsten durch Elektrolyse dargestellt. Es ist bei gewöhnlicher Temperatur schwach ferromagnetisch und sein Magnetismus von der Molecular-structur abhängig, die sich unter gewissen Umständen ändert. Eine Veränderung der magnetischen Eigenschaften des Amalgams bei tiefen Temperaturen (bis -78°) ist nicht nachzuweisen. Zur Messung des Magnetismus sind die üblichen magnetometrischen und ballistischen Untersuchungsmethoden nicht anwendbar, dagegen liefert die Untersuchung der Zugkraft des Amalgams in das magnetische Feld brauchbare Resultate.

Zum Schlusse sei es mir gestattet, meinen hochverehrten Lehrern, Hrn. Prof. Dr. Wachsmuth für die Anregung zu dieser Arbeit und dem Director des Physikalischen Instituts, Hrn. Prof. Dr. phil. et med. Matthiessen für die Bereitwilligkeit, mit der er mir die erforderlichen Apparate zur Verfügung stellte, meinen ergebensten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 13. October 1901.)

**6. Elektrische Doppelbrechung
in gut und schlecht isolirenden Flüssigkeiten;
von W. Schmidt.**

(Auszug aus der Göttinger Dissertation.)

Das Phänomen der elektrischen Doppelbrechung in Flüssigkeiten wurde von Kerr entdeckt und in verschiedenen Arbeiten näher untersucht. Die von ihm gefundenen Resultate sind kurz die folgenden:

1. Die meisten isolirenden und schlecht leitenden Flüssigkeiten zeigen im elektrischen Feld das Verhalten optisch einaxiger Krystalle, deren Axe mit der Richtung der Kraftlinien zusammenfällt. Es giebt „elektro-optisch-positive“ und „elektro-optisch-negative“ Flüssigkeiten, d. h. solche, die sich wie positiv einaxige (z. B. Schwefelkohlenstoff, die Kohlenwasserstoffe der Fettreihe) und solche, die sich wie negativ einaxige Krystalle verhalten (z. B. Chloroform, Anilin).¹⁾

2. Die Intensität der elektro-optischen Wirkung des gegebenen Dielektricums, d. h. die Differenz der Verzögerungen des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles berechnet auf die Einheit der Dicke des Dielektricums ist dem Quadrat der angewandten elektrischen Kraft direct proportional:²⁾

$$\text{Opt. Effect } Q = \text{prop. } \frac{(\text{Potentialdifferenz})^2}{(\text{Dicke des Dielektricums})^2}$$

3. Bei Körpern von ähnlicher chemischer Constitution sind gewisse Gesetzmässigkeiten vorhanden. Z. B. sind die Alkohole $C_nH_{2n+1}OH$ bis auf den schwach positiven Methylalkohol CH_3OH elektro-optisch negativ, während die Säuren $C_nH_{2n}O_2$ bis auf die schwach negative Ameisensäure CH_2O_2 positiv sind. In beiden Gruppen wächst der Effect mit steigendem n . Dasselbe ist der Fall bei den Halogenderivaten der Fettreihe $C_nH_{2n+1}X$, wo ebenfalls der Effect mit n wächst und ausser-

1) J. G. Kerr, Phil. Mag. (4) 50. p. 446. 1875.

2) L. c. (5) 9. p. 157. 1880.

dem die Chloride stärker als die zugehörigen Bromide und diese wieder stärker als die zugehörigen Jodide sind.¹⁾

Die Versuche Kerr's wurden zum Teil von Röntgen²⁾, Quincke³⁾ und Brongersma⁴⁾ wiederholt. Bei Anwendung der verschiedenartigsten Elektroden und Benutzung eines sehr grossen Gesichtsfeldes wurde immer nur bestätigt, dass sich eine Flüssigkeit im elektrischen Felde wie eine Krystallplatte verhält, deren Begrenzungsflächen parallel zur optischen Axe sind. — Später wies Quincke⁵⁾ noch die Richtigkeit des sogenannten Kerr'schen Gesetzes nach, dass nämlich der Gangunterschied zwischen den beiden Strahlcomponenten, die senkrecht und parallel zu den Kraftlinien polarisirt sind, proportional der Länge der durchstrahlten Schicht und dem Quadrat des Potentialgefälles ist. Er stellte die Formel auf:

$$(1) \quad \delta = B \cdot \frac{P^2}{a^2} \cdot l,$$

wo δ der Gangunterschied, l die Länge der durchstrahlten Flüssigkeitsschicht, a die Dicke der Schicht, P die Potentialdifferenz und B die einer jeden Substanz eigenthümliche „elektrooptische Constante“ bedeutet. Hier ist δ in Wellenlängen, a und l in Centimetern, und P in absoluten elektrostatischen Einheiten gemessen.

Die absolute Bestimmung der Constanten B ist mit grossen experimentellen Schwierigkeiten verknüpft und von Quincke⁶⁾ nur an wenigen Substanzen durchgeführt. Er benutzte zur Messung der Phasendifferenz einen Babinet'schen Compensator. Die auf diese Weise gefundenen Resultate weichen bis zu 20 Proc. voneinander ab. Quincke bemerkt dazu:⁷⁾ „Die Messungen an verschiedenen Sorten scheinbar reiner Flüssigkeit geben ohne erkennbaren Grund oft ganz verschiedene

1) J. G. Kerr, l. c. (5) 8. p. 85 u. 229. 1879; l. c. (5) 13. p. 153 u. 248. 1892.

2) W. C. Röntgen, Wied. Ann. 10. p. 77. 1880.

3) G. Quincke, Wied. Ann. 10. p. 586. 1880.

4) H. Brongersma, Wied. Ann. 16. p. 222. 1882.

5) G. Quincke, Wied. Ann. 19. p. 729. 1883.

6) l. c.

7) l. c. p. 743.

Werte der Constanten B , und es scheint, dass kleine Verunreinigungen die Grösse der Doppelbrechung erheblich beeinflussen, ebenso wie zufällige periodische Schwankungen der elektrischen Kräfte.“ — Ich glaube nun, dass das meiste Gewicht auf die aus der Versuchsanordnung hervorgehenden Fehler gelegt werden muss. Denn es ist sehr schwer, zwei Condensatorplatten, zwischen denen sich die Flüssigkeit befindet, einander parallel zu befestigen und den Plattenabstand bis auf eine genügende Genauigkeit zu messen. (Ein Fehler von 1 Proc. in der Bestimmung der Dicke der elektrischen Schicht verändert das Resultat schon um mehr als 2 Proc.) Ausserdem ist die Einstellung des Babinet'schen Compensators wegen der in der Flüssigkeit stets vorhandenen Staubtheilchen nicht sehr genau und die gleichzeitige Messung der hohen Potentialdifferenzen (im Durchschnitt 30 C.G.S.-Einh.) schwer durchzuführen. Schliesslich lassen sich nach dieser Methode nur völlig isolirende Flüssigkeiten untersuchen, da bei geringer Leitfähigkeit eine genügend grosse constante Potentialdifferenz der Condensatorplatten nicht zu erreichen ist, und ausserdem die in der Flüssigkeit durch Joule'sche Wärme entstehenden Wirbel- und Schlierenbildungen ein genaues Beobachten und Messen des Effectes unmöglich machen.

Hr. Des Coudres hat mich nun veranlasst, die Messungen der Constanten B nach einer Methode auszuführen, auf die er schon früher in einer Notiz über Kerr'sche Doppelbrechung unter dem Einflusse elektrischer Schwingungen mit den Worten hingewiesen hatte:¹⁾ „Mit Hülfe zweier parallel geschalteter, nacheinander vom Lichtstrahle durchlaufenen Flüssigkeitscondensatoren, von denen der eine die Vergleichssubstanz enthält, werden sich nach einer Compensationsmethode quantitative Resultate erhalten lassen.“ Der Vorteil dieser springt unmittelbar hervor: es wird die Messung der Potentialdifferenzen und das Arbeiten mit dem Babinet'schen Compensator vermieden. Ausserdem kann man durch Anwendung elektrischer Schwingungen auch mässig leitende Substanzen untersuchen.

1) Des Coudres, Verhandl. d. Gesellsch. Deutscher Naturforscher und Aerzte, 65. Versammlung. II. Teil p. 67—68. Nürnberg 1893.

Die Durchführbarkeit der Methode ist an drei Bedingungen geknüpft:

1. Dass durch den compensirenden Flüssigkeitscondensator völlige Dunkelheit des Gesichtsfeldes erreicht wird; eine blosse Abnahme der Helligkeit zu einem Minimum von noch erheblicher Lichtstärke würde zu schwer zu erkennen sein und wegen der gleichmässigen Erleuchtung der ganzen Flüssigkeitsschicht ein genaues Einstellen nicht ermöglichen.

2. Dass eine Vergleichssubstanz zu finden ist, deren elektro-optische Constante B von kleinen Verunreinigungen etc. unabhängig ist und die so gut isolirt, dass sich B genügend genau mit dem Babinet'schen Compensator bestimmen lässt.

3. Dass der optische Effect dem elektrischen unmittelbar folgt, da man sonst schlecht isolirende Flüssigkeiten, in denen eine genügend hohe Potentialdifferenz momentan mit Hülfe eines Inductoriums oder gar Hertz'scher Schwingungen erreicht wird, nicht mit in den Bereich der Untersuchung ziehen könnte.

Ein völlig dunkles Gesichtsfeld werden wir dann bekommen, wenn die Nicols gekreuzt sind, die Phasenverschiebung absolut genommen in beiden Condensatoren gleich gross ist, und ausserdem bei gleichartiger Doppelbrechung die Kraftlinien 90° , bei verschiedenartiger Doppelbrechung 0° miteinander bilden. Es wird nämlich dann jede Componente in genau derselben Weise beeinflusst, sodass nach dem Durchgang des Lichtstrahles durch die Condensatoren keine Phasenverschiebung mehr vorhanden ist.

Inwieweit fremde Bestandteile die elektro-optische Constante einer Flüssigkeit beeinflussen, wird im späteren Verlaufe der Arbeit besprochen werden. Vorläufig sei nur erwähnt, dass bei den angestellten Vorversuchen kleine Verunreinigungen durch Staub oder aufgelöste Fette einen geringeren Einfluss zu haben schienen, als ihnen Quincke zuschreiben zu müssen glaubt. Es wurde deshalb davon abgesehen, eine neue absolute Bestimmung von B für eine Normalflüssigkeit durchzuführen, sondern der Wert Lemoine's¹⁾ als genügend genau angesehen, den dieser mit den besten Hilfsmitteln und

1) J. Lemoine, Compt. rend. 122. p. 835. 1896.

Berücksichtigung der durch den Rand des Condensators entstehenden Fehler zu:

$$B = 3,70 \cdot 10^{-7}$$

für Schwefelkohlenstoff bei Anwendung von rotem Licht gefunden hatte. B ist dabei nach (1) berechnet.

Das unmittelbare Zusammenfallen des optischen Effectes mit dem elektrischen, worauf ja auch die Versuche Des Coudres hindeuteten, kann schliesslich durch die Arbeiten französischer Forscher als erwiesen gelten. Blondlot¹⁾ fand durch Beobachtung oscillirender Entladungen im rotirenden Spiegel, dass der optische Effect hinter dem elektrischen um weniger als $\frac{1}{40\,000}$ Sec. zurückbleibt; Abraham und Lemoine²⁾ wiesen sogar nach, dass diese Verzögerung kleiner sein müsse als $\frac{1}{400\,000\,000}$ Sec.

Die Versuchsanordnung im allgemeinen.

Um nun Messungen nach der vorerwähnten Methode durchführen zu können, wird die Versuchsanordnung so gewählt werden müssen:

Der von der Lichtquelle L ausgehende Strahl wird durch das Nicol P geradlinig polarisirt und durchsetzt nacheinander zwei parallel geschaltete Flüssigkeitscondensatoren, von denen

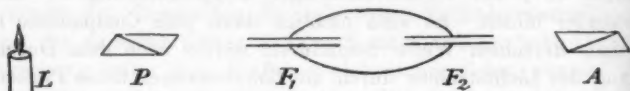


Fig. 1.

der erste F_1 die zu untersuchende Flüssigkeit, der zweite F_2 die Vergleichssubstanz enthält. Die Flüssigkeitscondensatoren sind Gefässe, in denen durch zwei ebene parallele Metallplatten, die voneinander völlig isolirt angebracht sind, ein möglichst homogenes elektrisches Feld erzeugt wird. — Bei gekreuzten Nicols wird kein Licht vom Analysator A durchgelassen werden, wenn nach (1) die Gleichung erfüllt ist:

$$(2) \quad \delta = B_1 \cdot \frac{P^2}{a_1^2} \cdot l_1 = B_2 \cdot \frac{P^2}{a_2^2} \cdot l_2.$$

1) R. Blondlot, Compt. rend. 106. p. 349. 1888.

2) H. Abraham u. J. Lemoine, Compt. rend. 129. p. 206. 1899.

Sind die Dimensionen des ersten Condensators bekannt und kann man durch eine messbare Variation von l_2 oder a_2 das anfänglich helle Gesichtsfeld verdunkeln, so sind alle Bedingungen gegeben, um bei bekannten B_2 die elektro-optische Constante B_1 der Flüssigkeit 1 zu bestimmen. Damit ausserdem der optische Effect möglichst gross ist, wird man es so einrichten, dass die elektrischen Kraftlinien mit der Richtung des polarisirten Lichtes einen Winkel von 45° bilden.

Als Lichtquelle besonders geeignet erwies sich eine Nernstlampe mit ihrer grossen specifischen Helligkeit. Der dünne Faden des Glühkörpers hob sich bei ihr verhältnissmässig gut von dem störenden Nebenlicht ab.

Je nachdem die zu untersuchende Substanz völlig isolirte oder etwas leitete, wurden die hohen Spannungen mit einer Holtz'schen Elektrisirmaschine oder einem grossen Ruhmkorff'schen Inductorium erzeugt. Die Enden der Secundärspirale des Inductoriums wurden in verschiedener Weise mit den Condensatorplatten verbunden. Leitete die Flüssigkeit nur sehr wenig (z. B. Chloroform), so geschah diese Verbindung direct. — Es blieb dann, wie eine parallel geschaltete Funkenstrecke zeigte, die Potentialdifferenz immer noch gross genug, um eine Aufhellung des Gesichtsfeldes herbeizuführen. Trat keine Aufhellung mehr ein, so wurde nach Kerr's¹⁾ Vorgang eine Funkenstrecke zwischen das eine Ende der Secundärspirale und die eine Condensatorplatte geschaltet. Eine zweite, dem Condensator \parallel geschaltete Funkenstrecke wies dann nach, ob eine genügend hohe Potentialdifferenz durch das jetzt stattfindende plötzliche Ansteigen des Stromes erzielt werden konnte. Bei einigen Substanzen (Nitrobenzol, Amylacetat) bewährte sich diese Anordnung sehr gut, während man bei noch besser leitenden Flüssigkeiten (Wasser) elektrische Schwingungen von sehr hoher Wechselzahl anwenden musste. Die Enden der Secundärspirale wurden dabei mit den inneren Belegungen von Leydener Flaschen verbunden, von deren äusseren Belegungen aus Drähte hin zu den Condensatoren führten.

Als Unterbrecher bewährte sich am meisten der elektrolitische Unterbrecher von Simon wegen seiner Betriebssicher-

1) J. G. Kerr, Phil. Mag. (5) 13. p. 153. 1882.

heit und seiner grossen Unterbrechungszahl. Bei einer verlangten Maximalspannung ist nämlich unter sonst gleichen Bedingungen die Intensität der Aufhellung des Gesichtsfeldes ungefähr proportional der Unterbrechungszahl.

Vorversuche.

Die Construction der anfänglich benutzten Condensatoren ist aus Figg. 2 u. 3 ersichtlich.¹⁾ Das Princip ist, dass die auf die Spiegelglasplatten S geschraubten Elektroden P durch eine dazwischen geklemmte dritte (auswechselbare) Spiegel-

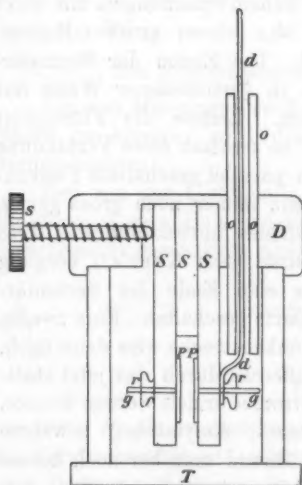


Fig. 2.

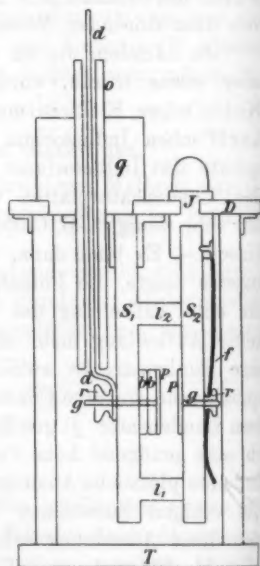


Fig. 3.

glasplatte in constanter Entfernung voneinander gehalten werden. In dem Condensator für die Vergleichsflüssigkeit (Fig. 3) wird die Variation des Feldes dadurch erreicht, dass einesteils unter die eine Elektrode P verschieden starke Glasplatten a untergelegt werden können, andernteils die Platte S ,

1) Genauere Maasse vgl. Dissertation.

gegen die Platte S_1 seitlich verschiebbar ist, sodass sich die Condensatorplatten nicht mehr in ganzer Ausdehnung gegenüber stehen.

In diesen Flüssigkeitscondensatoren wurden Schwefelkohlenstoff, Chloroform und Cumol untersucht. — Schwefelkohlenstoff zeigte den Effect sehr klar, doch erforderte das Arbeiten damit grosse Vorsicht, da er durch überschlagende Funken leicht entzündet wurde. — Im Chloroform störten die auftretenden Schlieren recht; dann war es sehr unangenehm, wenn ein Funke durch die Flüssigkeit schlug; fast jedesmal wurde durch die infolge des sich entwickelnden Gases entstehende Verdichtungswelle ein Deckgläschen in der Wandung des Troges durchgeschlagen. — In dem öligen, etwas dickflüssigen Cumol erschwerten Staubeilchen die Beobachtung sehr.

Bei der Anwendung von weissem Licht verschwand übrigens der Faden der Nernstlampe nie völlig, sondern erschien stets etwas gefärbt, und zwar nahm er mit wachsender Länge der CS_2 -Schicht eine Färbung vom bläulichen über bläulich-rot zum rötlich-gelben an. Durch diese „Dispensionserscheinung“ wird dargethan, dass die entstehende Phasendifferenz von der Wellenlänge nicht für alle Substanzen in derselben Weise abhängig ist. Das von Kerr¹⁾ für CS_2 gefundene Gesetz, dass die Phasendifferenz umgekehrt proportional dem Quadrat aus der Wellenlänge ist, bedarf also für andere Flüssigkeiten noch einer notwendigen Ergänzung.

Ausserdem ergab sich, dass durch kleine Verunreinigungen die elektro-optische Constante B nicht wahrnehmbar beeinflusst wird.

Dagegen erwiesen sich die Spiegelglasplattencondensatoren zur Bestimmung von B nicht geeignet. Denn sie waren unhandlich, zu wenig gegen Staub geschützt und konnten nur zur Vergleichung von Substanzen dienen, deren elektro-optische Constante verschiedenes Vorzeichen haben. Vor allem jedoch war die Ausmessung der Plattenabstände umständlich und nicht mit der genügenden Genauigkeit durchzuführen.

1) J. G. Kerr, Rep. Brit. Ass. Edinb. p. 157. 1892.

Beschreibung des Apparates.¹⁾

Statt der offenen Tröge werden allseitig geschlossene Glasröhren aus gutem thüringischen Glase verwandt. Die Röhre *R* (vgl. Fig. 4), welche die zu untersuchende Substanz aufnehmen soll, ist 180 mm lang und hat eine lichte Weite von 22 mm. Circa 50 mm von beiden Enden aus sind an sie vier enge

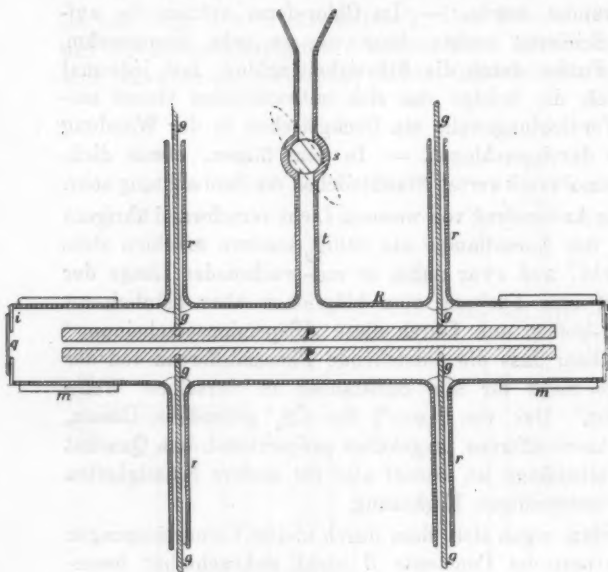


Fig. 4.



Fig. 4a.

Glasröhren *r* und in der Mitte eine weitere *t* mit Trichter und Hahn *s* angeblasen. Nahe an den beiden Enden von *R* sind genau gegeneinander laufende ca. 30 mm lange Messingringe *m* mit Siegelack aufgepasst. Die beiden Elektroden *PP* aus 4 mm starkem Nickelblech werden in einer bestimmten

1) Der Apparat ist in der Werkstätte des Göttinger Physikalischen Institutes von dem Mechaniker der elektrotechnischen Abteilung, Hrn. Dornfeld, ausgeführt worden. Die auf p. 148 abgebildeten Condensatoren sind aus der optisch-mechanischen Werkstatt von Voigt & Hochgesang (R. Brunnée) in Göttingen hervorgegangen.

unveränderlichen Entfernung einander gegenüber dadurch gehalten, dass der zwischen den Zuführungsstiften g und den Wänden der Ansatzröhren r vorhandene Raum mit einer leicht schmelzbaren Metallmischung ausgegossen wird. Diese besteht aus 4 Teilen Wismut, 4 Teilen Blei, 3 Teilen Zinn, 1 Teil Cadmium und hat die Eigenschaft, dass sie sich beim Erkalten gerade so wie die umgebenden Glaswände zusammenzieht. Sie wurde von den untersuchten Flüssigkeiten kaum angegriffen und hatte deshalb einen bedeutenden Vorzug vor den verschiedensten vorher angewandten Kitten, die sich während des Versuches alle mehr oder weniger auflösten.

Auf jedes Ende der Röhre R ist zunächst ein Glasring i von 24 mm äusserem und 8 mm innerem Durchmesser aufgekittet und dann die noch bleibende Oeffnung mit einem Deckgläschen q verschlossen. Hierzu wurde nach Versuchen mit verschiedenen anderen Bindemitteln „Plüss-Staufferkitt“ benutzt. Dieser wird nämlich nach genügend langem Trocknen (mindestens 3–5 Tage bei oftmaligem Erwärmen) durch tagelange Berührung mit Wasser und Schwefelkohlenstoff überhaupt nicht angegriffen, während andere Kitte gerade von diesen beiden Substanzen leicht zerstört werden. Gegen Säuren hingegen ist er recht empfindlich; doch wurden diese bei den Versuchen nicht benutzt. Freilich hielt er auch sonst nur ca. 10–14 Tage lang. Dann bekommt er feine Risse, und die Molecularkräfte der hier eindringenden Flüssigkeit sprengen die Glasringe von der Röhre ab.

Bemerkt sei noch, dass bei den Versuchen zwei Röhren benutzt wurden: die eine mit 1,5 mm, die andere mit 3,0 mm Abstand der Nickelplatten voneinander.

Im Messcondensator wird die Variation des Feldes dadurch erreicht, dass der Abstand zweier genau paralleler Nickelplatten zu verändern ist. Wie dies geschieht soll hier nur schematisch erklärt werden (vgl. Fig. 5).¹⁾

Die Nickelplatten GP^2) und FP sind fest gegeneinander montirt. Mit GP sind zwei Keile K_1 und K_2 so verbunden, dass sie sich nur in Richtung der langen Seite von GP ver-

1) Genaueres vgl. Dissertation.

2) Durch ein Versehen steht in Fig. 5 SP statt GP .

schieben lassen. Die oberen Endflächen der Keile sind unter demselben Winkel abgeschrägt, wie die untere Seite einer dritten Nickelplatte BP , die durch Spiralfedern f an die Keile, bez. die untere Nickelplatte angedrückt wird. Eine Rechtsschraube führt durch ein passendes Gewinde von K_1 , eine Linksschraube von genau gleicher Ganghöhe durch ein passendes Gewinde von K_2 hindurch. Beide Schrauben sind in dieselbe Axe A eingeschnitten. Bei einer Drehung von A werden also die beiden Keile symmetrisch zur Mitte um ein gleiches

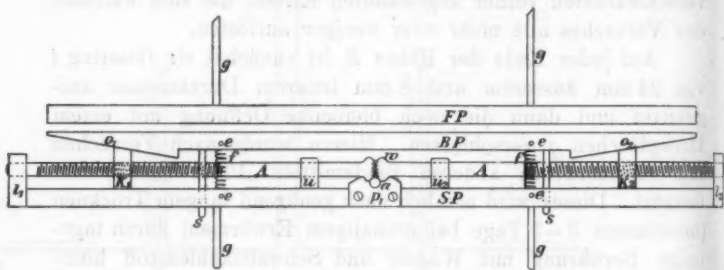


Fig. 5.

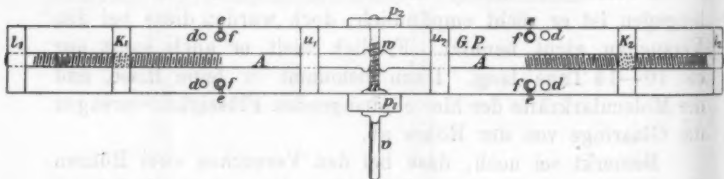


Fig. 5a.

Stück nach aussen oder nach innen verschoben. Diese Verschiebung wird durch die schrägen Endflächen auf die bewegliche Platte BP übertragen; sie wird sich mit wachsender Entfernung der Keile voneinander der Grundplatte GP nähern, bez. sich von FP entfernen. Beim Nähern der Keile findet natürlich das Umgekehrte statt. Die Führungsstifte s verhindern eine seitliche Verschiebung.

Die Axe A wird von der Seite aus durch eine Stahlspindel a gedreht, die ausserhalb des einen Lagers durch einen 10 mm langen vierkantigen Ansatz v verlängert ist.

Die Platten *GP* und *FP* sind durch rückseitig angebrachte Nickeldrähte *g* in genau derselben Weise wie vorher (vgl. p. 151) in einer 190 mm langen Glasröhre von 43 mm Durchmesser befestigt. *GP* und *FP* stehen so weit voneinander, dass sich *BP* an *FP* völlig heranschieben und bis

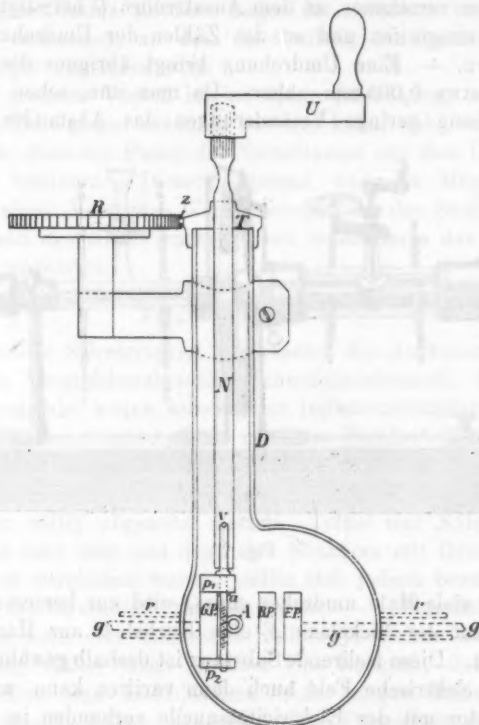


Fig. 6.

auf eine Entfernung von ca. 3,8 mm entfernen lässt. Die Glasröhre ist ebenfalls wieder nahe an ihren Enden mit Messingringen versehen und durch runde Glasscheiben und Deckgläschen verschlossen. In ihrer Mitte ist jedoch statt der trichterförmigen Ansatzröhre excentrisch zur Röhrenaxe und rechtwinklig zu den vier Ansatzröhren *r* ein glattes Glasrohr angeblasen. Es dient als Füllrohr und gleichzeitig zur Aufnahme

der langen Nickelaxe *N*, die wie ein Uherschlüssel auf den vierkantigen Ansatz *v* der Stahlspindel *a* gesteckt werden kann. Auf das Ende der Ansatzröhre *D* passt eine mit der Nickelaxe *N* fest verbundene Führungstrommel *T*; ein an ihr seitlich befindlicher Stahlzahn *z* hat den Zweck, in ein mit 50 Zähnen versehenes, an dem Ansatzrohre *D* befestigtes Zählrad *R* einzugreifen und so das Zählen der Umdrehungen zu erleichtern. — Eine Umdrehung bringt übrigens die Platten nur um etwa 0,005 mm näher. Da man nun, schon um verhältnismässig geringe Veränderungen des Abstandes zu be-

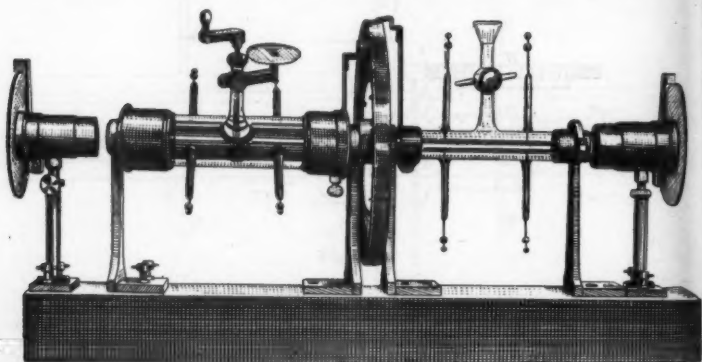


Fig. 7.

kommen, viele Male umdrehen muss, wird zur besseren Handhabung auf die Nickelaxe *N* eine Kurbel *U* aus Hartgummi aufgesetzt. Diese isolirende Substanz ist deshalb gewählt, damit man das elektrische Feld auch dann variiren kann, wenn der Condensator mit der Elektrizitätsquelle verbunden ist.

Der grosse Vorzug dieser complicirten Schraubenübertragung liegt darin, dass bei den Messungen bloss die Umdrehungszahl der Nickelaxe *N* in Betracht kommt und dass die Dimensionen der beiden benutzten Condensatoren bei der Ausrechnung völlig herausfallen. Ausserdem kann eine ganz beliebige Vergleichssubstanz genommen werden, die nur die Eigenschaft haben muss, dass sich ihre elektro-optische Constante während des Experimentirens nicht verändert.

Beim Experimentiren werden die beschriebenen Flüssigkeitscondensatoren, sowie zwei in Fassungen steckende Nicols durch Messingstative gehalten (vgl. Fig. 7), die sämtlich auf einer \neg förmigen, eben gehobelten Stahlplatte von den Dimensionen $13,8 \times 60$ cm aufgeschraubt sind. Das beiden Condensatoren gemeinsame mittlere Lager ist centrisch mit einem Teilkreis verbunden, an dem die Stellung der Condensatoren durch Zeiger abgelesen wird.

Von grossem Vorteil ist bei dieser Anordnung, dass man sämtliche Teile gegen einander bewegen kann, ohne befürchten zu müssen, etwa den Faden der Nernstlampe aus dem Gesichtsfelde zu verlieren. Dieser Umstand und die Möglichkeit, während eines Versuches Veränderungen in der Stellung der Röhren und des Nicols vorzunehmen, erleichterte das Experimentiren ungemein.

Vergleichssubstanz.

Ziemliche Schwierigkeit verursachte die Auffindung einer geeigneten Vergleichssubstanz. Schwefelkohlenstoff, der trotz der Feuergefahr wegen seiner guten Isolationsfähigkeit, seiner grossen Durchsichtigkeit und relativen Reinheit von Staubteilchen unschätzbare Vorteile bietet, griff die Schraubenwindungen so sehr an, dass sie sich nach wenigen 100 Umdrehungen völlig abgenutzt hatten. Toluol und Xylol zeigen den Effect sehr klar und deutlich. Nachdem mit ihnen einige Substanzen verglichen waren, stellte sich jedoch heraus, dass auch sie die Gewindeteile zerstört hatten. — Oelige Substanzen vermeiden wohl eine schädliche Reibung zwischen den Apparatenteilen; dafür haben sie aber den Nachteil, dass kleine Staubteilchen und Luftbläschen trotz langen Stehenlassens nicht zu Boden sinken, sondern in der Flüssigkeit suspendirt bleiben und so ein deutliches Beobachten einfach unmöglich machen. Filtriren durch Filtrirpapier nützte nichts; im Gegenteil, es wurden meistens noch mehr fremde Bestandteile hineingebracht. Dagegen konnte man mit mehrfachem Filtriren durch poröse Porzellanfilter recht klare Flüssigkeiten erhalten. Zu diesem Zweck wurde zunächst der Kondensator sorgfältigst mit Alkohol, Aether etc. gereinigt und mit der Luftpumpe gut ausgetrocknet. Nachdem er dann nach 2—3 maligem Ausspülen

mit einer geringen Menge der Vergleichssubstanz mit dieser gefüllt war, wurde die im Kondensator enthaltene Flüssigkeit direct in das Filtrirgefäß umgegossen.

Dieses (vgl. Fig. 8) besteht aus einer Glasbirne von ca. 200 ccm Inhalt. An ihr unteres, spitz gezogenes Ende ist ein Porzellancyylinder gekittet, wie er von der Berliner Porzellanmanufactur in Handel gebracht wird. Ueber den Hals des Gefäßes kann ein ca. 12 cm langer, mit starkem Draht umwickelter Gummischlauch gezogen werden, dessen anderes Ende durch ein bei Pneumaticrädern übliches Ventil geschlossen ist. Auf dieses passt eine gewöhnliche Radluftpumpe. Mit derselben kann man einen Ueberdruck von ca 1,5—2 Atmosphären erzeugen und dadurch das Filtriren in ca $\frac{1}{2}$ Stunde bewerkstelligen, während man ohne Druck dazu ca. $1\frac{1}{2}$ Tage braucht. Ueber den Porzellancyylinder wird zum Schutz gegen etwa hineinfallenden Staub eine etwas weitere Glasröhre gesteckt, die mit ihrem verjüngten unteren Ende in das Füllrohr der Kondensatorröhre hineinpasst.



Fig. 8.

Ist nach einmaligem Filtriren die Flüssigkeit nicht rein genug, so wird die ganze Procedur nochmals wiederholt. Es ist dann in der Regel eine genügende Klarheit des Gesichtsfeldes erreicht.

Als Vergleichssubstanz wurden „terpenfreies“ Cumol und „käufliches“ Cumol benutzt. Die beiden ziemlich öligen Flüssigkeiten ergänzen sich insofern ganz gut, dass die elektro-optische Constante des letzteren fast noch einmal so gross ist, als die des ersteren. Diese grosse Verschiedenheit rührt wohl daher, dass das käufliche Cumol überhaupt keine chemisch definirte Flüssigkeit ist, sondern eine Mischung aus allen möglichen Benzolderivaten. Das geht schon daraus hervor, dass es in den weiten Grenzen zwischen 152—175° überdestillirte. — Terpenfreies Cumol konnte in der Condensatorröhre wochenlang gelassen werden. Wie man durch Vergleichen mit bestem Schwefelkohlenstoff constatiren konnte, der zur grösseren Vorsicht jedesmal frisch von derselben Sendung genommen wurde, änderte es nicht im geringsten seine elektro-optischen Eigenschaften. Dagegen zersetzte sich das käufliche Cumol in ca.

8 Tagen ein wenig; es wurde leitend und griff die Apparateile etwas an. Seine elektro-optische Constante veränderte sich jedoch dadurch fast gar nicht.

Auch Olivenöl und Erdnussöl werden sich unter Umständen als Vergleichssubstanzen verwenden lassen. Nur ist ihre elektro-optische Constante ziemlich klein; ausserdem wird in vielen Fällen ihre gelbliche Farbe stören. Knochenöl und Vaselineöl sind deshalb nicht zu gebrauchen, weil sie die Ebene des polarisirten Lichtes drehen.

Ausführung der Messungen.

Die zu untersuchenden Flüssigkeiten wurden unter möglichst geringem Schütteln vorsichtig direct in die Condensatoren gegossen. Diese waren vorher mit verdünnter Säure, Alkohol, Aether etc. gereinigt und mit einer Luftpumpe sorgfältigst ausgetrocknet. Bei den billigeren Substanzen wurde die Röhre eventuell noch mit ein paar Tropfen von demselben Stoff ausgespült. Nachdem dann beide Condensatorröhren in die Stative eingesetzt waren, wurde die Nernstlampe so aufgestellt, dass man den Faden des Glühkörpers bequem durch die Plattenpaare hindurch erkannte und dass seine Spiegelbilder möglichst wenig störten. Nebenlicht wurde durch geeignete Papierscheiben mit kleinen Oeffnungen gut abgeblendet. Dann wurden die Condensatoren durch dünne blanke Kupferdrähte parallel geschaltet und diese durch möglichst kurze Zuleitungen direct mit den Polen der Elektrizitätsquelle verbunden. Es empfahl sich nicht, das eine Plattenpaar zur Erde abzuleiten. Funken sprangen dann nämlich von den Zuführungsklemmen *o* oder den Drahtstiften *g* (vgl. Fig. 4) über die Glasoberfläche auf die Messingstützen über. Dies konnte durch Bestreichen der Röhren mit Schellack vermieden werden. Nachdem so die Oberflächenleitung beseitigt war, wurde jedoch einmal eine dünne Ansatzröhre an der Stelle, wo sie an die dickere Röhre angeblasen ist, von einem Funken durchbrochen und so der ganze Condensator völlig unbrauchbar gemacht.

Nach Erregen des elektrischen Feldes hellte sich das vorher durch Drehen des Nicols verdunkelte Gesichtsfeld im allgemeinen auf. Durch Drehen der beiden Condensatorröhren

stellte man sich wieder Dunkelheit her und drehte dann beide Röhren oder beide Nicols um je 45° . Das jetzt abermals erhellte Gesichtsfeld verdunkelte man nunmehr durch Drehen an der Nickelaxe N bez. der Kurbel U (vgl. Fig. 6) und notirte sich die Zahl der Umdrehungen.

Diese Ablesung musste anfänglich corrigirt werden. Man konnte nämlich nur bis auf etwa acht Umdrehungen genau (d. i. gleich 0,04 mm) unterscheiden, ob die Platten des Messcondensators gerade aufeinander lagen, oder vielleicht zu stark aufeinandergepresst waren. Es kam dadurch eine gewisse Unsicherheit in der Bestimmung des Nullpunktes in die Messungen hinein. Diese konnte man jedoch dadurch zum Teil eliminiren, dass man mehrere sehr deutliche Ablesungen, die bei Anwendung beider Condensatorröhren mit 1,5 und 3,0 mm Plattenabstand gefunden waren, miteinander verglich. Durch Addition bez. Subtraction einer Zahl zwischen 1 und 8 zu sämtlichen gefundenen Werten erreichte man dann, dass die bei den verschiedenen Condensatoren gefundenen Werte gut übereinstimmten. Man drehte das Zählrad S — natürlich ohne die Axe N (vgl. Fig. 6) — dann um ebensoviel Zahlen vor oder zurück und rechnete für alle folgenden Messungen von dem neuen Nullpunkte aus. Dieser wird sich von dem wirklichen um höchstens 1—2 Umdrehungen unterscheiden; der hierdurch nicht völlig zu vermeidende Fehler geht additiv in den Zähler und Nenner eines Quotienten gleichzeitig ein, ist also deshalb äusserst gering und zu vernachlässigen, weil er innerhalb der Beobachtungsfehler bleibt.

Eine Correction wegen des durch die Ränder des Condensators entstehenden Fehlers ist nicht vorzunehmen, da dieser die Grössenordnung von 0,3 Proc. hat. Es geht dies aus der Formel¹⁾

$$\frac{a}{\pi} - \frac{a}{\pi^2 l^2} \log n \epsilon p \frac{\pi l}{a} \dots$$

hervor; um diese Grösse muss man sich nämlich die Condensatorplatten verlängert denken, wenn man unter l ihre Länge und unter a ihren gegenseitigen Abstand versteht.

1) Vgl. J. Lemoine, Compt. rend. 122. p. 835. 1896.

Bei Substanzen mit einer merklichen relativen Dispersion gegenüber der Vergleichssubstanz wurden jedesmal drei Einstellungen gemacht. Eine auf die sogenannte Uebergangsfarbe Blauviolett ($\lambda = 580 \mu\mu$), also für Strahlen des mittleren Gelb; die beiden anderen unter Zuhülfenahme eines gut orthochromatischen blauen ($\lambda = 490 \mu\mu$) und roten ($\lambda = 680 \mu\mu$) Glases, das zwischen die Nernstlampe und das erste Nicol geschoben wurde.

Um einen Anhaltspunkt dafür zu bekommen, bei welcher Umdrehungszahl man Dunkelheit zu erwarten hat, wurde in den meisten Fällen erst eine ungefähre Bestimmung der elektro-optischen Constanten mit dem auf p. 148 beschriebenen Condensator aus Spiegelglasplatten vorgenommen. Zu diesem Zwecke wurde die Messcondensatorröhre nicht eingesetzt, sondern an ihren Platz auf Holzklötze der mit Schwefelkohlenstoff gefüllte Trog in geeignete Höhe gestellt. Durch Verschieben der beweglichen Nickelplatte konnte man dann im allgemeinen sehr schnell ein dunkles oder wenigstens stark verdunkeltes Gesichtsfeld bekommen und sich aus den Dimensionen der elektrischen Felder berechnen, wie weit die beiden Platten des Messcondensators auseinander stehen mussten, bez. wie viele Mal man die Nickelaxe N umzudrehen hatte.

Wenn man auf diese Weise auch keinen genauen Wert bekam, so erleichterte man sich doch das Experimentiren sehr. Das blosse Schätzen der Grösse der elektro-optischen Constanten bleibt, namentlich bei leitenden Substanzen, immer ungewiss. Und den Messcondensator direct zu benutzen, war deshalb nicht von Vorteil, weil eine merkliche Abnahme der Dunkelheit nur in relativ geringen Grenzen eintritt. Man wusste also, wenn die Nickelaxe z. B. auf 400 stand, vorher nicht, ob man nach steigenden oder fallenden Zahlen drehen musste und konnte, wenn für die zu untersuchende Substanz Dunkelheit vielleicht bei 500 eintreten würde, durchaus nicht unterscheiden, ob bei 450 das Gesichtsfeld dunkler wie bei 350 war. Das vielhundertmalige Umdrehen der Nickelaxe ist nun recht zeitraubend und das gleichzeitige Beobachten des Effectes für die Augen sehr anstrengend. — Für einige Substanzen mit sehr schwacher Doppelbrechung mussten die mit dem Spiegelglasplattencondensator erzielten Einstellungen auch

zur definitiven Bestimmung der Constanten genügen. Wie bereits erwähnt, lassen sich die Condensatorplatten nur bis auf ca. 3,8 mm auseinanderschrauben; es können also bei Anwendung der Condensatorröhre mit 1,5 mm festem Plattenabstand und Benutzung terpenfreien Cumols im Messcondensator nur noch Flüssigkeiten untersucht werden, deren elektro-optische Constante mindestens $(1,5/3,8)^2 = 0,156$ mal so gross wie die vom Cumol oder $(3/10) \cdot 0,156 = 0,047$ mal so gross wie die vom Schwefelkohlenstoff ist. Da nun wenige der untersuchten Substanzen einen so kleinen Effect zeigen, wurde davon abgesehen, längere Condensatorröhren herzustellen oder eine andere geeignete Vergleichssubstanz auszuprobiren. Ausserdem hätte letzteres allein nicht viel genützt, da wegen der sehr geringen Aufhellung die Einstellung doch nur bis auf höchstens 15 Proc. genau wird.

Für einige andere Substanzen, bei denen die Auffindung der elektro-optischen Constanten mit besonderer Schwierigkeit verbunden war, wurde ebenfalls nur der ungefähre Wert der Constanten auf diese Weise bestimmt.

Erwähnt sei noch, dass auch Flüssigkeiten mit sehr grosser elektro-optischen Constanten sich nicht mehr untersuchen liessen, da man die Platten des Messcondensators etwa nur bis auf eine Entfernung von 0,4 mm zusammenschieben durfte. Sonst liess sich der Faden der Nernstlampe nicht mehr deutlich erkennen. Da hier nur Nitrobenzol in Betracht kam, wurde ebenfalls eine geeignete Condensatorröhre nicht mehr angefertigt.

Wenn man die Condensatoren mit der Elektrisirmaschine lud, bez. den Primärstrom des Inductoriums schloss, so war es nötig, nicht gleich mit der vollen Spannung einzusetzen, sondern diese ganz allmählich zu steigern. Am einfachsten geschah dies, wenn man die dem Condensator parallel geschaltete Funkenstrecke erst ganz zusammenschob und dann nach und nach so weit entfernte, bis keine Funken mehr übersprangen. Man erreichte hierdurch, dass die untersuchte Substanz viel weniger leicht von einem Funken durchbrochen wurde. Dies ist wohl so zu erklären, dass die Flüssigkeit bei langsamem Stromanstieg von kleinen Staubeilchen elektrisch gereinigt wird, während beim plötzlichen Einsetzen einer sehr

hohen Spannung sich viel leichter leitende Brücken ausbilden können.

Die Conductoren der Elektrisirmaschine blieben während des ganzen Versuches mit den Condensatorplatten in Verbindung. Bei Anwendung des Inductoriums dagegen schloss man am besten immer nur für kurze Momente, da sonst die infolge der Joule'schen Wärme entstehenden Schlieren die eigentliche Erscheinung undeutlich machten. Je mehr eine Substanz leitete, um so kürzer musste man schliessen und um so längere Zeit musste man zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stromschlüssen warten. Diese Notwendigkeit erschwerte namentlich bei der Lecheranordnung eine einzelne Messung ausserordentlich. Denn hier fällt das Auftreten von Schlieren fast unmittelbar mit dem relativ kleinen optischen Effect zusammen. Da man nun nach jeder Beobachtung bis zur Wiederherstellung eines klaren Gesichtsfeldes immer einige Zeit (oft 1—2 Min.) vergehen lassen musste, konnte man selbst bei ziemlichen Veränderungen des variablen Feldes dann vielfach kaum beurteilen, ob eine Abnahme der Helligkeit stattgefunden hatte oder nicht. Ausserdem war man wegen der Kürze des Aufleuchtens oftmals nicht sicher, ob man wirklich den Faden der Nernstlampe oder nur sein Spiegelbild gesehen hatte.

Bei der Lecheranordnung war übrigens zu beachten, dass man nicht nur einen einzigen vom Oeffnen des Primärstromes herrührenden activen Funken bekam, sondern dass bei jeder einzelnen Unterbrechung des elektrolytischen Unterbrechers Funken überschlugen. Das Aufleuchten des Gesichtsfeldes dauerte sonst zu kurze Zeit und wurde deshalb vom Auge nicht wahrgenommen. Um eine genügend hohe Potentialdifferenz zu erreichen, wurde das Inductorium mit dem Stromunterbrecher, in dem sich die Porzellaneinsatzröhre mit der höchsten Lochzahl (6) befindet, ohne Vorschaltwiderstand direct an eine Leitung von 70—130 Volt Spannung gelegt. Ausserdem musste die Capacität der Leydener Flaschen ziemlich klein sein; man wendet also am besten nur ein Paar 25 cm hohe an. Die erreichte Zahl der Frequenzen ist dann ca. 2000000 pro Secunde.

Untersuchung der einzelnen Substanzen.

Die untersuchten Substanzen sind von der chemischen Fabrik von C. A. F. Kahlbaum-Berlin bezogen. Ein Teil der teureren Präparate war in dankenswerter Weise gegen eine mässige Vergütung leihweise überlassen worden.

Die Messungen sind in den Tab. 1—3 vereinigt.

Tabelle 1.

Messungen mit terpenfreiem Cumol als Vergleichssubstanz.
(Kahlbaum'sches, in Göttingen gekauft.)

Temperatur	Substanz	Zahl der Umdrehungen im Mess- condensator	Grösse von B	Zahl der Umdrehungen im Mess- condensator	Grösse von B	Elektrische Quelle	Genauigkeit
16°	{ Schwefel- kohlenstoff }	177	100	356	100	Elektr.- Masch.	0,5
		178,5	100	358,5	100		
		180	100	361	100		
16	{ Cumol, frei von Terpen }	317	31,17	—	—	"	1
			31,71				
			32,24				
16	Toluol	362	23,91	—	—	"	1,5
			24,31				
			24,78				
16	Xylol	353	25,14	—	—	"	1,5
			25,57				
			26,00				
17	Metaxylol	370	22,89	740	23,15	"	1—2
			23,27		23,47		
			23,67		23,80		
19	Amylen	671	6,96	—	—	"	5
			7,08				
			7,20				
15	Amylchlorid	167	113,8	335	113,0	Ind.	4
		166	115,6	338	115,9		
		165	119,0	331	119,0		
15	Amylbromid	188	164,5	277	165,2	"	3
		187	169,8	275	170,0		
		186	175,2	273	174,8		

Tabelle 2.

Messungen mit käuflichem Cumol als Vergleichssubstanz.
(Frisch von Kahlbaum bezogen.)

Temperatur	Substanz	Zahl der Um- drehungen im Mess- condensator	Grösse von <i>B</i>	Zahl der Um- drehungen im Mess- condensator	Grösse von <i>B</i>	Electricitäts- Quelle	Genauigkeit
18°	{ Schwefel- kohlenstoff }	231,5 233 234,5	100 100 100	465 468 471	100 100 100	Elektr.- Maach.	0,5
18	Cumol, käuflich	317	53,34 54,03 54,70	638	53,14 53,81 54,50	"	1
18	{ Cumol, frei von Terpen }	418	30,68 31,07 31,82	—	—	"	1
19	Benzol, käuflich	666	12,08 12,24 12,40	—	—	"	3
19	Chloroform	234,5 233 231,5	-97,50 -100 -102,6	471 468 465	-97,50 -100 102,6	Ind.	3
21	Chlorbenzol	122	360,1 364,7 369,3	246	358,3 361,9 367,5	"	1
20	Brombenzol	122	360,1 364,7 369,3	246	358,3 361,9 367,5	"	3
20	Amylchlorid	217 216 215	113,8 116,4 119	438 336 434	112,7 115,2 117,8	"	4
20	Amylbromid	175 174 173	175,1 179,3 183,7	353 351 349	173,5 177,8 182,1	"	2-3
10	{ Aethyläther, über Na dest. }	518 520 522	-19,68 -20,08 -20,17	—	—	"	4
19	Amylacetat	397	34,01 34,45 34,88	—	—	Kerr- an- ordnung	6

Tabelle 3.

Messungen mit terpenfreiem Cumol als Vergleichssubstanz.
(Frisch von Kahlbaum bezogen.)

Temperatur	Substanz	Zahl der Um- drehungen im Mess- condensator	GröÙe von B	Zahl der Um- drehungen im Mess- condensator	GröÙe von B	Electricitäts- quelle	Genauigkeit
22°	{Schwefel- kohlenstoff }	177 178,5 180	100 100 100	356 358,5 361	100 100 100	Elektr.- Maach.	0,5
20	{Cumol, terpenfrei }	317	31,17 31,71 32,24	638	31,14 31,58 32,02	"	1
24	Pseudocumol	322	30,19 30,73 31,26	647	30,28 30,71 31,18	"	3
24	Mesitylen	418	17,93 18,28 18,54	—	—	"	2
20	Toluol	365	23,63 23,91 24,32	—	—	"	5 (Staub)
20	Xylol	353	25,14 25,52 26,00	—	—	"	2
26	Orthoxylol	278	40,55 41,28 41,94	561	40,28 40,84 41,42	"	1-2
26	Paraxylol	373	22,52 22,90 23,30	—	—	"	3
26	Metaxylol	370	22,89 23,27 23,67	—	—	"	1
24	Cymol	450	15,42 15,74 16,00	—	—	"	1
22	Benzol, käuflich	511	—	—	—	"	3
22	{Benzol, aus Anilin }	512	11,97 12,18 12,38	—	—	"	1
22	{Benzol, kryst. frei v. Terpen }	511	—	—	—	"	1,5

Tabelle 3 (Fortsetzung).

Temperatur	Substanz	Zahl der Umdrehungen im Messcondensator	Grösse von B	Zahl der Umdrehungen im Messcondensator	Grösse von B	Elektricitätsquelle	Genauigkeit
20°	Chloroform	180 178,5 177	-96,7 -100 -103,4	361 358,5 350	-97,28 -100 -102,4	Ind.	3
22	Bromoform	191? 190 189?	-85,90 -88,20 -90,70	384? 382 380?	-85,98 -88,06 -90,24	"	2-3
22	Jodbenzol	108	268,7 273,8 277,8	217	269,8 272,9 275,8	"	2
30	Caprylalkohol I	150	ca. -141,6	800	ca. -140	"	5
24	Amylalkohol, tertiär	288	37,77 38,41 39,07	—	—	"	1
23	Isobutylalkohol	—	—	340	ca. -111	Lecheranord.	5
23	Propylalkohol	—	—	445	ca. -65	"	12
19	Isopropylalkohol	—	—	420	ca. +73	"	15
26	Amylalkohol I	—	—	—	—	"	—
26	Amylalkohol, pyridinfrei	—	—	380	ca. -89	"	10
26	Amylalkohol, käuflich	—	—	—	—	"	—
21	Wasser	—	—	860	ca. +100	"	25

In der ersten Columne stehen die Temperaturen, die beide Flüssigkeiten gleichzeitig hatten. In der dritten und fünften die Umdrehungszahl der Schraubenspindel N im Messcondensator (vgl. Fig. 6), wenn die untersuchte Flüssigkeit sich im Condensator mit 1,5 bez. 3 mm Plattenentfernung befindet; in der vierten und sechsten die ausgerechneten Werte auf Schwefelkohlenstoff bezogen, wenn man dessen elektro-optische Constante gleich 100 setzt; in der siebenten Columne mit welcher Elektricitätsquelle die Untersuchung durchgeführt wurde (Elektrisirmaschine, Inductorium, Kerranordnung, Lecheranord-

nung; vgl. p. 147); in der achten schliesslich die Zahl der Umdrehungen, bis auf die sich eine einzelne Messung genau machen liess. — Drei Zahlen in der Columnne 3 und 5 stehen dann, wenn eine zur Vergleichssubstanz relative Dispersion vorhanden ist. Bei der ersten und dritten Zahl ist bei Anwendung von blauem bez. rotem Licht (vgl. p. 159) auf Dunkelheit, bei der zweiten auf die Uebergangsfarbe Blau-Violett eingestellt. Die erste und dritte Zahl machen einen nicht so grossen Anspruch auf Genauigkeit wie die zweite. Da alle Werte auf Schwefelkohlenstoff bezogen sind, und dieser eine ziemlich grosse Dispersion gegenüber Cumol hat, so stehen natürlich in der vierten und fünften Columnne jedesmal drei Zahlen übereinander. Falls nur eine Zahl dort steht, so ist die erreichte Genauigkeit geringer, als dass die durch die Dispersion herrührenden Abweichungen in Betracht kämen.

Schwefelkohlenstoff zeigte, wie bereits erwähnt, den Effect sehr klar. Da sich eine einzelne Einstellung bei ihm sehr genau machen liess, sind deshalb auf ihn sämtliche Werte direct bezogen. — *Terpenfreies* und *käufliches Cumol* mussten in die Condensatoren mit dem Porzellanfilter direct filtrirt werden; dann wurde die Einstellung bis auf eine Umdrehung genau, während man sich ohne Filtriren mit einer geringeren Genauigkeit begnügen musste. Mit *Pseudocumol* und *Mesitylen* arbeitete es sich sehr angenehm, da sie recht gut isoliren; bei ersterem störte nur der Staub ziemlich. Bei den *Xylolen* und bei *Toluol* schlugen die Funken leicht über, man musste deshalb die Spannung äusserst vorsichtig ansteigen lassen. — *Amylen* und *Cymol* isoliren besser als alle genannten Flüssigkeiten; es arbeitete sich mit ihnen äusserst angenehm. — Bei den drei *Benzolsorten* ist es interessant, dass ihre elektrooptischen Constanten völlig gleich zu sein scheinen. Es kann dies wohl mit als Beweis angesehen werden, dass kleine Verunreinigungen keine merkliche Wirkung ausmachen. Ausserdem ist zu betonen, dass beim käuflichen Benzol der Faden viel weniger deutlich verschwindet, als bei dem krystallisirten und tiophenfreien. Und zwar liegt das nicht an zufällig suspendirten Staubeilchen oder geringerer Isolationsfähigkeit.

Die genannten Präparate hätte man gerade so gut mit dem Inductorium untersuchen können; doch ist mit der

Elektrisirmaschine gewöhnlich eine deutlichere Einstellung zu erzielen. Uebrigens ergab sich nie ein Unterschied, wenn man Inductorium oder Elektrisirmaschine benutzte.

Bei *Chloroform* und *Bromoform* verschwand der Faden nicht sehr gut; bei dem letzteren scheint eine Dispersion im selben Sinne wie bei *Chloroform* vorhanden zu sein; doch sind die Messungen darüber zu unsicher ausgefallen, als dass sie besonders vermerkt werden könnten. Ueber die unangenehmen Eigenschaften des Chloroforms ist bereits p. 149 berichtet. —

Mit *Chlorbenzol* und *Jodbenzol* arbeitete es sich ausgezeichnet; hier störte weder Staub noch Funkenüberspringen. Dagegen sind Staub und Schlieren bei *Brombenzol* einer gerade so genauen Einstellung wie bei den vorhergehenden hinderlich. — Bei *Aethyläther* sprangen Funken leicht über; *tertiärer Amylalkohol* (Dimethyläthylcarbinol) ermöglichte eine recht deutliche Einstellung. *Caprylalkohol* drückte die Potentialdifferenz erheblich herab; hier wurde das genaue Beobachten durch Schlieren beeinträchtigt. — *Amylbromid* und *Amylchlorid* drehen die Polarisationssebene des Lichtes; das zweite Nicol wurde deshalb auf die Uebergangsfarbe bez. Dunkelheit bei Anwendung von rotem oder blauem Licht eingestellt und dann der Messcondensator um gerade so viel Grad nachgedreht. Auf diese Weise sind ziemlich gute Resultate erzielt worden.

Amylacetat dreht ebenfalls ein wenig. Der Effect war noch relativ gut zu beurteilen.

Bei den übrigen *Alkoholen* und *Wasser* dagegen, die mit der Lecheranordnung untersucht wurden, ist der Condensator mit 1,5 mm Plattenabstand gar nicht mehr zu gebrauchen, da hier Schlieren zu schnell auftreten und ausserdem durch den engen Spalt der Lichtfaden zu schlecht zu erkennen ist. *Isobutylalkohol* ermöglichte noch eine ziemlich genaue Einstellung, bei *Amylalkohol* (dreht stark) machte es wie bei Benzol nichts aus, ob man pyridinfreien, besten (Firmenbezeichnung: I) oder käuflichen nahm. Die genaueste Einstellung war hier mit dem pyridinfreien, also wieder mit der reinsten Sorte zu erzielen. *Propylalkohol* und *Isopropylalkohol* liessen den Faden schon während einer grossen Reihe von Umdrehungen dunkel. Bei *Wasser* schliesslich war eine Compensation nur unter ganz

besonderer Verstärkung des Primärstromes erreicht worden, die Genauigkeit der Einstellung dabei recht gering geblieben.

Die mit dem Spiegelglasplattencondensator untersuchten Flüssigkeiten sind in der Tab. 4 zusammengestellt.

Tabelle 4.

Messungen mit dem Spiegelglasplattencondensator.

Elektricitätsquelle: Inductorium, wenn nicht anders bemerkt.

Condensator mit constantem Feld			Condensator mit variablem Feld			Wert von B für $CS_2 = 100$
Untersuchte substanz	Elektrisches Feld		Vergleichs- substanz	Elektrisches Feld		
	Dicke in mm	Länge in mm		Dicke in mm	Länge in mm	
Pentan	1,5	150	Xylol	—	—	undeutl. + Effect
Hexan aus Propyljodid	1,5	150	Schwefel- kohlenstoff	5,90	18	0,9
			6,47	38	1,3	
			7,20	56	1,0	
			Xylol	2,35	21	1,4
				2,90	30	1,3
				3,77	58	1,5
Heptan aus Petroleum	1,5	150		1,60	12(?)	1,8(?)
				2,35	30	2,0
				2,90	54	2,4
Octan	1,5	150		1,60	13(?)	1,9(?)
				2,35	32	2,3
				2,90	56	2,5
Dekan	1,5	150		1,60	10(?)	1,5(?)
				2,25	24(?)	1,8(?)
				2,35	28(?)	1,9(?)
Tetrachlor- kohlenstoff	1,5	150	Schwefel- kohlenstoff	5,00	28	1,7
				5,30	32	1,7
				6,38	56	2,1
Amylnitrit	3,0	150		0,75	20	210
Anilin (Lecheranordnung)	1,5	150		1,52	58	- 38
Methylalkohol (Lecheranordnung)			3,0	150		1,60

Die sechs ersten Substanzen, die ja elektrostatisch isoliren, wurden mit dem Inductorium untersucht, weil der benutzte Messcondensator eine constante Potentialdifferenz zu sehr herabdrückte. Bei den Kohlenwasserstoffen der Fettreihe verzögerte oftmaliges Funkenüberschlagen eine Messung ausserordentlich; bei *Dekan* that ausserdem die recht erhebliche Drehung der Polarisationssebene der Genauigkeit ziemlich Abbruch. — Mit *Tetrachlorkohlenstoff* dagegen arbeitete es sich sehr angenehm. — *Amylnitrit* (dreht!) gab anfänglich den Effect äusserst klar; nach kurzer Zeit wurde es jedoch trübe und undurchsichtig. Da es die Nickelplatten stark angriff und seine giftigen Dämpfe sehr gefährlich sind, wurde die genauere Untersuchung im Röhrencondensator nach einigen vergeblichen Versuchen aufgegeben. Ebenfalls wurden *Anilin* und *Methylalkohol* nicht näher untersucht; ersteres, weil die Schlieren schon die angeführte Messung äusserst erschwert hatten, letzteres, weil die notirte Einstellung überhaupt sehr undeutlich war.

Keinen oder wenigstens einen sehr undeutlichen, nicht messbaren Effect zeigte *Pentan* (vgl. auch Tab. 4) und *Aethylalkohol* (Firmenbezeichnung I, 99,8 proc.) der mit der Lecheranordnung untersucht wurde. Im Gegensatz dazu gab *Nitrobenzol* (aus krystallisirtem Benzol) mit der Kerranordnung ein geradezu blendendes Aufleuchten des Gesichtsfeldes, trotzdem eine || Funkenstrecke kaum 1 mm lang war. Hob man diese Erscheinung durch Drehen der Nitrobenzolröhre um 45° auf, indem man in der Schaltung nichts änderte, so leuchtete eine lange und dünne Schwefelkohlenstoffschicht kaum auf. Die elektro-optische Constante des Nitrobenzols hat also eine andere Grössenordnung, wie die der bisher besprochenen Substanzen.

In der Tab. 5 sind sämtliche Substanzen noch einmal vereinigt. In der Columnne links stehen die Werte von B für gelbes Licht auf Schwefelkohlenstoff bezogen; in der Columnne rechts die absoluten Werte für rotes Licht, die aus dem Wert Lemoine's (vgl. p. 146) folgern. Der Wert für Nitrobenzol rechtfertigt sich aus dem später beschriebenen Mischungsversuch (vgl. Fig. 11, p. 174).

Tabelle 5.

Zusammenstellung der untersuchten Substanzen.

Substanz	Relativer Wert für $\lambda = 580 \mu\mu$	Absoluter Wert $B \cdot 10^7$ für $\lambda = 680 \mu\mu$	Substanz	Relativer Wert für $\lambda = 580 \mu\mu$	Absoluter Wert $B \cdot 10^7$ für $\lambda = 680 \mu\mu$
Pentan	< 0,8	< 0,04	Cymol	15,7	0,59
Hexan	1,4	0,052	Amylen	7,1	0,26
Heptan	2,2	0,081	Wasser	ca. 100	ca. 3,7
Octan	2,4	0,089	Schwefelkohlen-	100,0	3,70
Dekan	1,8(?)	0,066	stoff		
Benzol	12,2	0,46	Chloroform	-100,0	-3,8
Amidobenzol (Anilin)	-38	-1,4	Bromoform	-88,1	-3,34
Nitrobenzol			Methylalkohol	+ 80	+ 1,11
Toluol	ca. 60 · 10 ²	ca. 22 · 10 ²	Aethylalkohol	< 20	< 0,78
Xylol	24,0	0,91	Propylalkohol	- 65	- 2,40
Orthoxylol	25,6	0,96	Amylalkohol	- 89	- 3,29
Paraxylol	41,0	1,55	Caprylalkohol I	-140	- 5,18
Metaxylol	22,9	0,88	Isobutylalkohol	-111	- 4,10
Metaxylol	23,8	0,88	Isopropylalkohol	+ 73	+ 2,70
Cumol käuflich	53,9	2,04	Amylalkohol tertiär	+ 38,4	+ 1,44
„ frei von Terpen	31,5	1,18	Aethyläther	- 20,1	- 0,80
Pseudocumol	30,7	1,14	Amylacetat	+ 34,5	+ 1,29
Mesitylen	18,2	0,67	Amylchlorid	+115,7	+ 4,40
Chlorbenzol	363	14,10	Amylbromid	+170,0	+ 6,50
Brombenzol	363	14,10	Amylnitrit	+210,0	+ 7,8
Jodbenzol	273	10,10			

Irgendwelche Schlüsse auf die chemische Zusammensetzung kann man aus dem verhältnismässig geringen Material noch nicht ziehen. Interessant ist jedoch, dass die Angaben Kerr's im grossen und ganzen quantitativ bestätigt werden, dass nämlich Gesetzmässigkeiten zwischen chemisch ähnlichen Körpern bestehen. Denn nicht nur verhalten sich z. B. Chloroform und Bromoform einerseits, Jod-, Chlor- und Brombenzol andererseits ähnlich, auch die Zunahme der elektro-optischen Constanten bei den einfachen Kohlenwasserstoffen und bei den Alkoholen ist nicht zu verkennen. Bemerkt sei noch, dass bei Propylalkohol und Isopropylalkohol die elektro-optische Constante ziemlich denselben Wert, jedoch mit verschiedenen

Vorzeichen hat. — Eine einfache Beziehung zur Dielektricitätsconstanten oder Leitfähigkeit ist augenscheinlich nicht vorhanden.

Abhängigkeit von der Temperatur.

Um einen ungefähren Anhalt zu bekommen, inwieweit die elektro-optische Constante von der Temperatur abhängig ist,

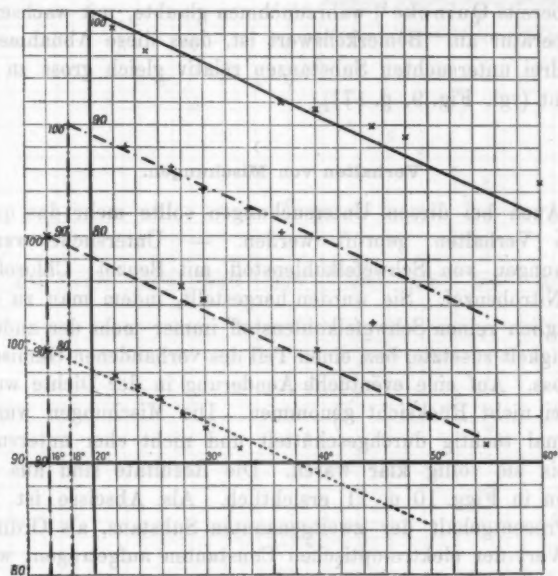


Fig. 9.

————— } Terpenfreies Cumol. - - - - - Käufliches Cumol.
 } Schwefelkohlenstoff.

wurde an Stelle der vorderen Condensatorröhre der in Fig. 2 abgebildete Trog mit festem Plattenabstand gebracht. Durch ein passendes Loch im Holzdeckel führte ein Thermometer in das Innere des Troges und ermöglichte die Bestimmung der Flüssigkeitstemperatur, die allmählich bis auf die des Zimmers bez. der Vergleichssubstanz herabsank. Untersucht wurden

auf diese Weise Schwefelkohlenstoff und die beiden Cumolarten. Die Resultate sind aus Fig. 9 ersichtlich. Der Wert der elektro-optischen Constanten ist hier bei der Temperatur der Vergleichssubstanz gleich 100 gesetzt.

Wenn diese Untersuchungen auch keinen Anspruch auf grosse Genauigkeit machen, so geht aus ihnen immerhin entschieden hervor, dass die elektro-optische Constante in ganz erheblicher Weise von der Temperatur abhängig ist. Sie nimmt, wie bereits Quincke¹⁾ wahrzunehmen glaubte, mit wachsender Temperatur ab. Bemerkenswert ist, dass diese Abnahme bei den drei untersuchten Substanzen relativ gleich gross zu sein scheint (vgl. Fig. 9, p. 171).

Verhalten von Mischungen.

Auch bei diesen Untersuchungen sollte mehr das qualitative Verhalten geprüft werden. — Untersucht wurden Mischungen von Schwefelkohlenstoff mit Benzol, Chloroform und Nitrobenzol. Sie wurden hergestellt, indem man zu dem anfänglich reinen Schwefelkohlenstoff immer mehr der anderen Flüssigkeit zusetzte, bez. einen Teil des vorhandenen Gemisches weggoss. Auf eine eventuelle Aenderung in der Dichte wurde hierbei nicht Rücksicht genommen. Die Mischungen wurden jedesmal tüchtig durchgeschüttelt und nicht eher untersucht, als bis sie völlig klar waren. Die Resultate sind aus den Curven in Figg. 10 u. 11 ersichtlich. Als Abscisse ist hier der Procentgehalt der zweitgenannten Substanz, als Ordinate der Wert der elektro-optischen Constanten aufgetragen, wenn man ihren Wert für einen Schwefelkohlenstoff gleich 100 setzt.

Aus den Curven ersieht man ohne weiteres, dass die elektro-optische Constante keine additive Constante ist. Auch wenn man nach Quincke²⁾ das Gewicht der Dielektricitätsconstanten für jede einzelne Substanz einführt, erhält man kein einfaches Gesetz. Die Curve für die Mischung Schwefelkohlenstoff—Nitrobenzol (vgl. Fig. 10) liess sich mit den vorhandenen

1) G. Quincke, Wied. Ann. 19. p. 745. 1888.

2) l. c. p. 756.

Apparaten, wie bereits erwähnt (vgl. p. 160), leider nicht weiter verfolgen.

Ein ganz eigentümliches Verhalten zeigt die Mischung von Schwefelkohlenstoff mit Chloroform, wenn dieses weniger als zur Hälfte vorhanden war. Dann war nämlich mit dem

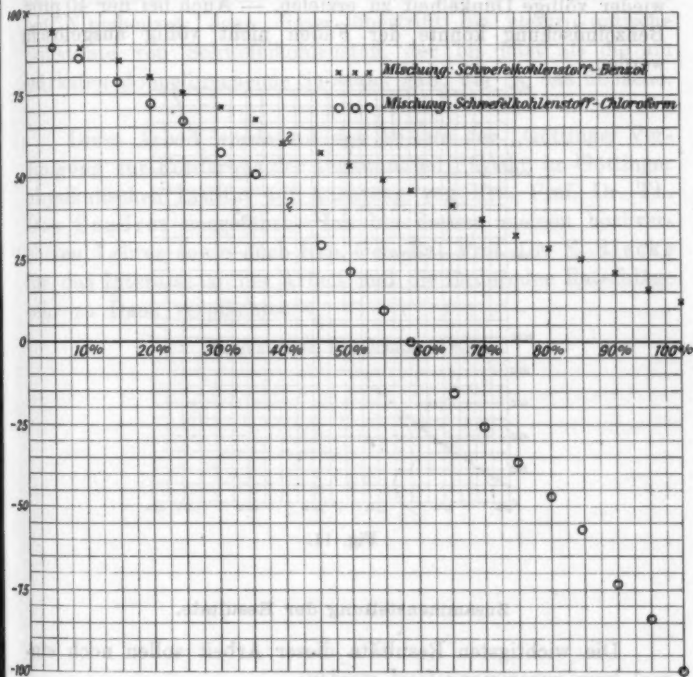


Fig. 10.

Messcondensator keine Dunkelheit zu erzielen; nur eine Abnahme der Helligkeit trat über eine ziemliche Anzahl von Umdrehungen ein. Auch wenn man sich eine einzelne Mischung ganz frisch herstellte oder den Spiegelglasplattencondensator benutzte, mit dem sich eine (freilich ungenauere) Einstellung leichter bewerkstelligen liess, blieb die erwähnte Erscheinung bestehen. Irgend ein Anhaltspunkt zu ihrer Erklärung ist aus

dem vorhandenen Material nicht zu ziehen. Die Störung machte sich besonders bei den Mischungsverhältnissen

90 Proc. CS_2	10 Proc. CHCl_3
bis 60 „ CS_2	40 „ CHCl_3

geltend. Bei weiterem Zusatz von Chloroform war allmählich wieder völlige Dunkelheit zu erzielen. — Auch bei der 40 proc. Benzolmischung konnte der Faden nicht völlig ausgelöscht werden.

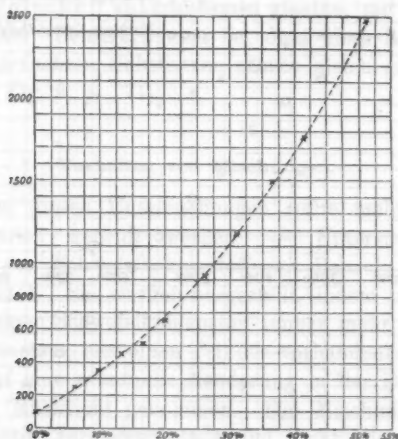


Fig. 11.

Zusammenstellung der Resultate.

Die wichtigsten Resultate dieser Arbeit sollen noch einmal kurz zusammengefasst werden:

1. Die Bestimmung der elektro-optischen Constanten lässt sich mit der Compensationsmethode für isolirende und leitende Substanzen bis zu einer Genauigkeit von 2—20 Proc. (je nach der Leitfähigkeit) durchführen.
2. Die mit der Doppelbrechung verbundene Dispersionserscheinung ist für die verschiedenen Substanzen relativ verschieden.
3. Die elektro-optische Constante wird von der Temperatur in erheblichem Maasse beeinflusst.

4. Die elektro-optische Constante ist für Mischungen aus keinem einfach übersichtlichen Gesetze abzuleiten (wenigstens nicht mit dem vorhandenen Material).

5. Bemerkenswert ist die mittelstarke Doppelbrechung bei Wasser, trotz seiner vielen anderen extremen physikalischen und chemischen Eigenschaften, sowie der enorm hohe Wert bei Nitrobenzol; denn dieser übertrifft die elektro-optische Constante von Schwefelkohlenstoff, der bis jetzt als die am stärksten doppelbrechende Substanz galt, um ca. das 60 fache.

Diese Arbeit wurde mit den Mitteln der „Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik“ im Göttinger physikalischen Institut auf Anregung von Hrn. Prof. Dr. Th. Des Coudres ausgeführt. Ich bin diesem meinen hochverehrten Lehrer sowie auch Hrn. Geh.-Rat Prof. Dr. E. Riecke für das Interesse an der Arbeit und die fördernden Ratschläge sehr zu Dank verpflichtet.

(Eingegangen 14. October 1901.)

7. Beiträge zur Sonnentheorie; von R. Emden.

(Aus den Sitzungsber. d. k. Bayr. Akad. d. Wissenschaften, math.-phys.
Klasse 31. 1900.)

Helmholtz¹⁾ hat gezeigt, dass verschieden dichte, mit ungleicher Geschwindigkeit strömende Luftschichten in scharf ausgeprägten Discontinuitätsflächen aneinander grenzen können; dann sind ähnliche Bedingungen gegeben, wie wenn der Wind über eine Wasseroberfläche streicht, und jene Trennungsfläche wird zur Bildung gewaltiger, paralleler, in Richtung der rascher bewegten Schicht vorwärts eilender Wellenzüge veranlasst. Diese, meistens unsichtbar, können der Beobachtung zugänglich werden durch parallele, in den aufsteigenden Wellenbergen entstehende Wolkenstreifen, welche oft grosse Flächen des Firmamentes bedecken; durch stürmische Regenschauer, die von Perioden heiteren Wetters unterbrochen, in gleichen Zwischenräumen mehrmals im Tage wiederkehren, sowie durch die Bewegung, die sie einem zufällig von ihnen erfassten Luftballon mittheilen. Ein glücklicher Zufall gestattete mir, bei einer Ballonfahrt die Längen dieser Wellen, sowie die Beschaffenheit der beiden sich berührenden Luftschichten zu messen und Uebereinstimmung der von der Helmholtz'schen Theorie geforderten und der gemessenen Wellenlänge zu constatiren.²⁾

In einer Reihe von Abhandlungen hat Helmholtz die Bedeutung dieser Wellenbildung für die allgemeine Circulation der Atmosphäre dargelegt. Die Wärmemenge, welche die Atmosphäre in den äquatorialen Gegenden empfängt und in mächtiger Strömung in den oberen Schichten den Polen zuführt, müssen auch der Erdoberfläche in mittleren Breiten zugeführt werden. Ein einfaches Niedersteigen jener oberen

1) H. v. Helmholtz, Gesammelte Abhandlungen 1. p. 146. 1882; 3. p. 287 ff. 1895.

2) R. Emden, Wied. Ann. 62. p. 62. 1897.

Schichten ist ausgeschlossen, denn, ihr Rotationsmoment beibehaltend, würden schon in niederen Breiten regelmässig Stürme auftreten, von einer Heftigkeit, wie sie selbst ausnahmsweise nicht beobachtet werden. Der Coefficient der Wärmeleitung ist viel zu klein, dass sich der Wärmegehalt durch Leitung, der Reibungscoefficient zu klein, dass sich die Rotationsmomente durch innere Reibung ausgleichen können. Vielmehr werden sich die am Aequator mit Energie gespeisten, polwärts strömenden Luftmassen in immer neu sich bildenden Discontinuitätsflächen von den unteren, an Energie ärmeren, zurück zum Aequator strömenden Luftmassen absondern. Die immer mächtiger sich ausbildenden Wellen werden mit immer steiler werdender Wellenfront weiterreilen, sie werden schliesslich, wie Wasserwellen, überhängend und branden; und an Stelle jedes Wellenzuges bildet sich ein gewaltiger, horizontalgelagerter Wirbel, indem sich schliesslich die beiden Luftschichten mischen. Indem durch Bildung von Discontinuitätsflächen die Unstetigkeit erst auf die Spitze getrieben wird, bewirkt das Aufrollen derselben stetige Uebergänge in Bezug auf Rotationsmoment und Wärmegehalt, die ohne diesen Vorgang bei der Kleinheit der Coefficienten für Wärmeleitung und Reibung unmöglich wäre.

Aehnliche Verhältnisse werden auch im *Innern* der flüssig gedachten, rotirenden und Wärme ausstrahlenden Sonne eintreten müssen. Dies näher auszuführen ist der Zweck der nachfolgenden Betrachtungen.¹⁾

Wir betrachten die Sonne zur grösseren Bequemlichkeit als rotirende Kugel; die sich ergebenden Schlüsse lassen sich ohne weiteres auch auf ein rotirendes Ellipsoid übertragen. Um eine zu rasche Abkühlung der äussersten Schichten zu verhüten, sind wir, da Wärmeleitung zu geringe Wärmemengen nach der Oberfläche transportiren würde, genötigt, die Sonne ganz oder bis in beträchtliche Tiefen hinab als flüssige Masse aufzufassen, die durch Wärmeabgabe dichter wird, sodass

1) Auf die im Folgenden zu beschreibende Schichtenbildung hat, wie ich sehe, bereits M. Brillouin hingewiesen in einer kurzen Anmerkung zur französischen Uebersetzung der Abhandlung von W. Thomson: Ueber die Sonnenwärme. W. Thomson, Conférences scientifiques et allocutions p. 241, Anmerkung.

durch Wärmeausstrahlung auf- und absteigende Strömungen und durch deren Mischung mehr oder minder gleichmässige Wärmeabgabe derselben bewirkt werden. Ob die Flüssigkeit compressibel oder incompressibel ist, ist hierbei gleichgültig. Wir behandeln den ersten Fall als den allgemeineren. Da wir die Zustandsgleichung so hoch temperirter und stark comprimierter Gase nicht kennen, legen wir der Rechnung die Hypothese zu Grunde, dass der ganze Teil der Sonne, den wir betrachten, der Zustandsgleichung p (Druck) $\times v$ (Masse der Volumeneinheit) $= H$ (Gasconstante) $\times T$ (absolute Temperatur) gehorcht.

Wir nehmen ferner an, dass die Masse der *ganzen* Sonne den Gasgesetzen gehorcht, der Durchkühlungsprocess durch Convectionsströmung durch die *ganze* Masse hindurch erfolgt. Hätte die Sonne einen *festen* Kern, so wäre dies für das Folgende gleichgültig; die eintretende Schichtenbildung würde dann eben nur bis zur Oberfläche dieses festen Kernes hinabreichen. Diese Gaskugel soll anfangs im adiabatischen (indifferenten) Gleichgewichte stehen, d. h. Dichte, Druck und Temperatur soll durch die ganze Masse hindurch so variiren, dass ein beliebiges Sonnenteilchen bei beliebiger, vor Wärmeaustausch geschützter Verschiebung im Sonneninnern in Bezug auf Dichte, Druck und Temperatur stets mit dem augenblicklich verdrängten Teilchen übereinstimmt. In einer nicht rotirenden Kugel muss durch Mischung auf- und absteigender Strömungen dieser Zustand stets herbeigeführt werden.

Reibungskräfte sollen nur an Stellen mit endlichen Geschwindigkeitsdifferenzen zur Wirkung gelangen.

Wir betrachten die Sonne vom Nordpole aus und bezeichnen eine Bewegung im Sinne der Rotation als Vorwärtsbewegung.

Die Massen an der Oberfläche der Sonne geben Wärme ab, werden dichter und müssen in die Tiefe sinken. Würde die Sonne nicht rotiren, so würden bei dem angenommenen Gleichgewichtszustande der Sonne diese Massen bis zum Sonnenmittelpunkt herabsteigen und daselbst eine gleiche Menge Materie verdrängen, die den freigewordenen Platz an der Oberfläche ausfüllt. Dies Strömungsbild wird aber durch die Rotation der Sonne vollständig geändert.

Aus Symmetriegründen sind die Flächen gleichen Druckes Rotationsflächen, die Druckkräfte schneiden die Sonnenaxe und die durch Abkühlung dichter gewordenen, einwärts sinkenden Massen müssen ihr Rotationsmoment beibehalten. Der Sonnenaxe sich nähernd werden sie immer rascher vorwärts eilen und ihr Abtrieb durch Wachsen der Winkelgeschwindigkeit (Centrifugalkraft) abnehmen. Die aufsteigenden Massen werden, ihr kleineres Rotationsmoment beibehaltend, immer rascher rückwärts eilen, mit abnehmendem Auftriebe. Wir erhalten so ungleich dichte, verschieden rasch rotirende Gasmassen, die in einer ausgeprägten Discontinuitätsfläche aneinander vorbeigleiten können. Wir erhalten so Discontinuitätsflächen, die an beliebigen Stellen im Sonneninnern auftreten können. Ueber ihre Gestalt wissen wir a priori nichts, als dass wir es wegen Symmetriegründen mit Rotationsflächen, in den meisten Fällen aber wohl nur mit mehr oder minder grossen Stücken von solchen zu thun haben werden. An diesen Discontinuitätsflächen sind nun die Bedingungen für das Zustandekommen mächtiger Wellen gegeben. Zur Sonnenaxe nicht windschief gelegene Wellen oder Wellenzüge werden immer gewaltiger sich ausbilden, vorwärtseilend werden sie überhängend und an Stelle jeder Welle bildet sich durch deren Brandung ein mächtiger Wirbel, in dem sich der Ausgleich der Rotationsmomente und des Wärmegehaltes der beiden Schichten vollzieht. *Nur auf diese Weise kann ein gleichmässiger Durchkühlungsprocess der rotirenden Sonne zu stande kommen, denn die Verschiedenheit der Rotationsmomente verhindert das Zustandekommen beträchtlicher Convectionsströme in radialer Richtung;* die innere Reibung genügt bei der Kleinheit des Reibungscoefficienten nicht, in genügend kurzer Zeit die Rotationsmomente auszugleichen, ebensowenig wie die Wärmeleitung den verschiedenen Wärmegehalt.

Dieser geschilderte Mischungsprocess soll näher untersucht werden. Wir haben in erster Linie die Gestalt und Lage dieser Discontinuitätsflächen und dadurch die Lagerung der durch sie getrennten Sonnenschichten festzustellen.

Wir bezeichnen mit R den Abstand eines Teilchens vom Sonnenmittelpunkt, mit r dessen Abstand von der Sonnenaxe; der Durchmesser der Sonne sei gleich D . Das Rotations-

moment der Masseneinheit, die mit der Winkelgeschwindigkeit ω um die Sonnenaxe rotirt, sei:

$$(1) \quad \Omega = \omega r^2.$$

Bezeichnen p und ρ Druck und Dichte, X, Y, Z, u, v, w Beschleunigungen und Geschwindigkeiten in Richtung der $x y z$ -Axen, so lauten die hydrodynamischen Gleichungen:

$$(2) \quad \begin{cases} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial t} - u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial t} - u \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial w}{\partial y} - w \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{cases}$$

$$(2a) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0.$$

Der Anfangspunkt des Coordinatensystems werde in den Sonnenmittelpunkt gelegt; die x -Axe falle mit der Sonnenaxe zusammen, die y -Axe geht durch Vorwärtsbewegung in die z -Axe über. $X Y Z$ sind die Beschleunigungen, welche die Sonnenmasse einer im Innern liegenden Masseneinheit erteilt. Liegt diese im Abstände R vom Sonnenmittelpunkt, so ist das Potential der Gesamtmasse der Sonne auf dieselbe:

$$V = -4\pi \left\{ \frac{1}{R} \int_0^R \rho R^2 dR + \int_R^{D/2} \rho R dR \right\}.$$

Dabei ist es gleichgültig, ob wir die Sonne mit festem Kerne oder durch die ganze Masse hindurch gasförmig annehmen. (Durch den gasförmigen Teil hindurch ist ρ als Function von R bekannt, sobald die Adiabate, welche dessen indifferentes Gleichgewicht darstellt, und die Natur des Gases gegeben sind.) Würden wir die Sonne nicht als Kugel, sondern Ellipsoid betrachten, so wäre für das Folgende V als das Potential dieses Ellipsoides aufzufassen. Stets ist:

$$X = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad Y = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad Z = -\frac{\partial V}{\partial z}.$$

Wir beobachten nur rotirende Bewegungen um die Sonnenaxe. Dann ist:

$$x = 0,$$

$$v = -\omega z = -\frac{\Omega}{r^2} z,$$

$$w = \omega y = \frac{\Omega}{r^2} y.$$

Die drei Gleichungen (2) vereinfachen sich, wenn die Bewegung stationär geworden, in die beiden Gleichungen:

$$(3) \quad \begin{cases} \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\Omega^2}{r^3}. \end{cases}$$

(2a) ist identisch erfüllt.

Der Ausdruck $\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial s}$, worin s eine beliebige Richtung bedeutet, lässt bei *adiabatischen Processen* eine wichtige Umformung zu. Der Zustand der Gasmasse sei in einem bestimmten Momente definirt durch die Werte p_0 und ϱ_0 . Behandeln wir die Gasmasse adiabatisch, so sind sämtliche Werte von p und ϱ , welche die Gasmasse durchläuft, abhängig von p_0 und ϱ_0 nach der Gleichung:

$$(4) \quad \frac{p}{\varrho^x} = \frac{p_0}{\varrho_0^x}$$

(wenn x das Verhältniss der specifischen Wärmen) und in jedem Momente muss sein:

$$(4a) \quad \frac{p}{\varrho} = H T.$$

Der Wärmegehalt einer Gasmasse wird gemessen durch deren potentielle Temperatur. Dieselbe wird gewöhnlich definirt als diejenige Temperatur, die ein Gas erlangt, wenn es adiabatisch auf einen näher festzusetzenden Normaldruck gebracht wird. Da im Gegensatz zu einem solchen willkürlichen Normaldruck die *Dichte Eins* eine durch das absolute Masssystem unmittelbar und eindeutig festgesetzte Grösse ist, dürfte die folgende Definition der potentiellen Temperatur zweckmässiger sein, da sie ausserdem die Formeln sehr vereinfacht, so oft die potentielle Temperatur in dieselbe eintritt:

Potentielle Temperatur ist diejenige Temperatur, die ein Gas erlangt, wenn es adiabatisch auf die Dichte Eins gebracht wird. Diese Temperatur bezeichnen wir mit Θ .

Durch diese Festsetzung ist ohne weiteres auch ein potentieller Druck definirt als derjenige Druck, den das Gas ausübt, wenn es adiabatisch auf die Dichte Eins gebracht wird. Dieser sei mit Π bezeichnet. Π und Θ ändern sich bei adiabatischer Behandlung nicht. Ist die Sonne im adiabatischen Gleichgewicht, so haben Π und Θ durch die ganze Sonnenmasse hindurch constante Werte. Strahlt ein Sonnenteilchen Wärme aus, so sinken dessen Π und Θ .

Nach (4a) stehen Π und Θ in der Beziehung:

$$\Pi = H \cdot \Theta.$$

Wählen wir in Gleichung (4) für ϱ_0 und p_0 die Werte

$$\varrho_0 = 1 \quad \text{und} \quad p_0 = \Pi,$$

so lautet die Gleichung der Adiabate:

$$p = \varrho^\kappa \cdot H \Theta.$$

Diese Festsetzungen benutzend, können wir schreiben:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial s} &= (H \cdot \Theta)^\kappa p^{-\frac{1}{\kappa}} \frac{\partial p}{\partial s} \\ &= \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot (H \cdot \Theta)^\kappa \frac{1}{\partial s} \frac{\partial p^\frac{\kappa-1}{\kappa}}{\partial s}. \end{aligned}$$

Setzen wir:

$$(5) \quad \vartheta = \frac{\kappa}{\kappa - 1} (H \Theta)^\kappa, \quad \pi = p^\frac{\kappa-1}{\kappa},$$

so wird:

$$(6) \quad \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial s} = \vartheta \frac{\partial \pi}{\partial s}, \quad \vartheta = \text{const.}$$

Da $\kappa > 1$, so ändert sich ϑ gleichsinnig mit Θ , und kann deshalb ebenfalls als Maass für den Wärmegehalt einer Gasmasse dienen. Ebenso ändert sich π gleichsinnig mit p . An Stelle der beiden Variablen ϱ und p haben wir nur noch eine, π , da ϑ bei adiabatischen Processen constant bleibt. Bei adiabatischem Gleichgewicht hat ϑ durch die ganze Sonnenmasse hindurch denselben Wert.

Durch den oben geschilderten Abkühlungs- und Strömungsvorgang können sich in der Sonne Schichten bilden, innerhalb welchen Wärmegehalt und Rotationsmoment constante Werte besitzen, während beide Grössen von einer Schicht zur anderen sprungweise sich ändern. Eine solche Schicht, innerhalb welcher

ϑ und Ω constante Werte besitzen, nennen wir eine *homogene Schicht*.

Mit Benutzung der eingeführten Bezeichnungen lauten die Gleichungen (3):

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \vartheta \frac{\partial \pi}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial V}{\partial r} + \vartheta \frac{\partial \pi}{\partial x} = \frac{\Omega^2}{r^3}.$$

Innerhalb einer homogenen Schicht gilt also die Beziehung:

$$(I) \quad V + \vartheta \pi = -\frac{1}{2} \frac{\Omega^2}{r^2} + C.$$

Wir betrachten nun zwei aneinander grenzende Schichten 1 und 2 und unterscheiden danach $\vartheta_1, \Omega_1, C_1$ von $\vartheta_2, \Omega_2, C_2$.

Damit eine Discontinuitätsfläche bestehen kann, muss zu beiden Seiten derselben der Druck, und somit auch π , denselben Wert haben. An jeder Stelle der Grenzfläche muss also sein:

$$\pi_1 - \pi_2 = 0,$$

wobei längs derselben π_1 und π_2 variiren und an der Oberfläche der Gaskugel die Werte $\pi_1 = \pi_2 = 0$ annehmen.

Wir erhalten demnach als Gleichung der Meridiancurve der Discontinuitätsfläche (Berührungsflächen zweier homogenen Schichten), ausgedrückt durch r und R :

$$(II) \quad V \left(\frac{1}{\vartheta_2} - \frac{1}{\vartheta_1} \right) = \frac{1}{2} \frac{1}{r^2} \left(\frac{\Omega_1^2}{\vartheta_1} - \frac{\Omega_2^2}{\vartheta_2} \right) - \frac{C_1}{\vartheta_1} + \frac{C_2}{\vartheta_2}.$$

Die Tangentenrichtung dieser Meridiancurve ergibt sich durch Differentiiren nach r und R zu:

$$\frac{dV}{dR} dR = \frac{dr}{r^2} \left(\frac{\Omega_1^2 \vartheta_2 - \Omega_2^2 \vartheta_1}{\vartheta_2 - \vartheta_1} \right)$$

oder:

$$(III) \quad \frac{dr}{dR} = r^3 \frac{dV}{dR} \cdot \left(\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\Omega_1^2 \vartheta_2 - \Omega_2^2 \vartheta_1} \right).$$

Der Differentialquotient hat also stets dasselbe Vorzeichen wie

$$\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\Omega_1^2 \vartheta_2 - \Omega_2^2 \vartheta_1}.$$

Verschwindet dieser Ausdruck, was für $\vartheta_2 = \vartheta_1$, $\Omega_1 = \Omega_2$ der Fall ist, so geht die Meridiancurve über in eine Parallele zur Sonnenaxe.

Die Trennungsfläche von Schichten, die bei gleichem Wärmegehalt verschiedenes Rotationsmoment besitzen, sind in diesem Specialfalle Kreiscylinderflächen, parallel und centrisch zur Sonnenaxe gelegen.¹⁾

Um im allgemeineren Falle weiteren Einblick in die Formen dieser Flächen und die Lagerung der Schichten 1 und 2 zu erhalten, benutzen wir das von Helmholtz bei Behandlung der Discontinuitätsflächen der Atmosphäre angewendete Verfahren.

Die Gleichung der Trennungsfläche lautet $\pi_1 - \pi_2 = 0$ und für jede Richtung s innerhalb der Trennungsfläche ist deshalb

$$\frac{\partial (\pi_1 - \pi_2)}{\partial s} = 0.$$

Ertheilen wir der Fläche einer Stelle eine kleine Deformation, so werden π_1 und π_2 sich ändern, und ebenfalls $\pi_1 - \pi_2$, falls das Gleichgewicht der Fläche nicht zufällig indifferent ist. Entfernen wir uns auf der Fläche auf der Normalen um die kleine Strecke ∂n , so kann der Quotient $\partial (\pi_1 - \pi_2) / \partial n$ positiv oder negativ sein, und dasselbe Vorzeichen hat bei stetiger Druckverteilung auf jeder Seite der Fläche auch der Quotient $\partial (\pi_1 - \pi_2) / \partial h$, wobei ∂h in beliebiger Richtung zurückgelegt wird. Ist der Differentialquotient positiv, so wird bei dieser Deformation nach dieser Seite hin ein Ueberdruck entstehen, der die Fläche wieder zurückdrängt; das Gleichgewicht der Fläche ist dann stabil. Wäre der Differentialquotient negativ, so würde die auftretende Druckdifferenz die Deformation vergrößern und das Gleichgewicht wäre labil. Zur Entscheidung des Gleichgewichtes genügt es, den Differentialquotienten nach den beiden Richtungen dr und dR zu bilden und zu sehen, in welche Schicht bei stabilem Gleichgewicht dr oder dR hineinragt.

Wir bilden erst $\partial (\pi_1 - \pi_2) / \partial R$ bei constantem r , d. h. wir gehen parallel zur Sonnenaxe nach aussen. Gleichung (I) liefert:

$$(7) \quad \frac{\partial (\pi_1 - \pi_2)}{\partial R} = \frac{\partial V}{\partial R} \left(\frac{1}{\vartheta_1} - \frac{1}{\vartheta_2} \right).$$

1) Vgl. E. J. Wilczynski, Inaug.-Dissert., p. 8. Berlin 1897.

Der Differentialquotient ist +, wenn $\vartheta_1 > \vartheta_2$, also: wenn die wärmehaltigere Schicht in Richtung nach dem Sonnenpol höher liegt, ist das Gleichgewicht der Fläche stabil.

Dabei bleiben noch zwei Möglichkeiten offen. Gehen wir auf der Trennungsfläche nach aussen, so können wir uns der Sonnenaxe nähern oder von ihr entfernen. Im ersten Falle müsste die wärmehaltigere Schicht auf der der Axe abgewendeten Seite der Fläche liegen; im zweiten Falle wäre die Lage derselben auf der der Sonnenaxe zugewendeten Seite. Um dies zu entscheiden, bilden wir aus (I) $\partial(\pi_1 - \pi_2)/\partial r$ bei constantem R und erhalten:

$$(8) \quad \frac{\partial(\pi_1 - \pi_2)}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \left(\frac{\Omega_1^3}{\vartheta_1} - \frac{\Omega_2^3}{\vartheta_2} \right).$$

Der Differentialquotient ist positiv, wenn $(\Omega_1^3/\vartheta_1 > \Omega_2^3/\vartheta_2)$, d. h. wenn zum grösseren Rotationsmoment Ω_1 der kleinere Wärmegehalt ϑ_1 oder ein höchstens gleicher Wärmegehalt ϑ_2 gehört. In der vor Ausstrahlung geschützten Sonne hat ϑ überall denselben Wert, Ω nimmt von der Axe nach dem Aequator hin zu. Bei der Ausstrahlung nimmt ϑ gleichmässig über die ganze Oberfläche ab, sodass Ω^3/ϑ vom Pol zum Aequator hin und von der Sonnenaxe senkrecht nach aussen wächst. Auch tritt die Abkühlung, Abnahme von ϑ , ein für die an der Oberfläche liegenden, *niedersinkenden* Massen, also grösseres Ω , während die *aufsteigenden* Massen mit grösserem ϑ und kleinerem Ω beladen sind. In den Schichten der Sonne wird deshalb stets zum grösseren Ω das kleinere ϑ gehören.

Bewegen wir uns auf einer Kugelfläche, die wir um den Sonnenmittelpunkt legen, so liegt bei stabilem Gleichgewicht die Schicht mit grösserem Wärmegehalt und kleinerem Rotationsmoment auf der der Sonnenaxe zugewandten Seite der Trennungsfläche.

Die Trennungsflächen der Schichten, die sich in der rotirenden Sonne durch Wärmeausstrahlung bilden müssen, liegen also der Art, dass wir bei der Bewegung auf derselben uns von der Sonnenaxe entfernen, wenn wir nach aussen gehen. Dabei liegt die an Wärme reichere, mit kleinerem Rotationsmoment behaftete Schicht auf der der Sonnenaxe zugewandten Seite.

In Uebereinstimmung damit zeigt (III), dass dr/dR positiv ist.

Gehen wir parallel zur Sonnenaxe nach aussen, so treffen wir stets auf wärmereichere Schichten, ebenso wenn wir auf einer Kugelfläche von der Aequatorebene her uns der Sonnenaxe nähern. Auf keinem dieser beiden Wege können wir deshalb dieselbe Trennungsfläche zweimal durchqueren. Daraus folgt:

Die Trennungsflächen sind keine geschlossenen Flächen, sondern Rotationsflächen, welche die Sonnenoberfläche schneiden.

Der Schnittwinkel ist bestimmt durch den Wert von dr/dR an der Sonnenoberfläche.

Ueber die Gestalt dieser Fläche lässt sich im allgemeinen wenig aussagen; sie ist bestimmt durch dr/dR . Aus (III) folgt:

$$\frac{dr}{dR} = r^2 \frac{dV}{dR} \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\Omega_1^2 \vartheta_2 - \Omega_2^2 \vartheta_1} = r^2 \cdot f(R) \cdot \varphi(\Omega, \vartheta),$$

Die Function

$$f(R) = \frac{dV}{dR}$$

kann, wenn die Gasconstante und das Verhältniss der specifischen Wärme der Sonnenmassen bekannt ist, für den adiabatischen Gleichgewichtszustand mit genügender Genauigkeit berechnet werden.¹⁾ Vom Werte Null im Mittelpunkte steigt sie, um nach Ueberschreitung eines Maximums, dessen Lage auf dem Radius durch x bedingt ist, bis zum Werte $-g$ auf der Oberfläche abzunehmen. Ueber den Wert der Function $\varphi(\Omega, \vartheta)$ können wir ohne Kenntniss der Grösse Ω und ϑ nichts aussagen, als dass sie $+$ ist und mit steigender Differenz des Wärmegehaltes beider Schichten zunimmt. Legen wir eine Ebene durch die x (Sonnen-) und y -Axe, so können wir die Gleichung für dr/dR auch schreiben

$$\frac{dx}{dy} = \frac{1}{x} \left(\frac{R}{r^2 f(R) \varphi(\Omega, \vartheta)} - y \right)$$

und sehen daraus, dass die Trennungsflächen der Aequatorebene senkrecht durchsetzen und an derselben Stelle im Sonneninnern die Tangente an der Meridiancurve um so steiler auf der Aequatorebene steht, je kleiner $\varphi(\Omega, \vartheta)$ ist. Die Trennungsflächen sind also um so gekrümmter, je mehr sich die beiden benachbarten Schichten in Bezug auf Wärmegehalt und Rotations-

1) A. Ritter, Wied. Ann. 11. p. 332. 1880.

moment unterscheiden. Wären nur die Rotationsmomente, nicht auch die potentiellen Temperaturen derselben verschieden, so wären die Trennungsflächen Cylinderflächen parallel zur Sonnenaxe.

Die Form der Trennungsflächen ist in Fig. 1 angedeutet.

Ein Zerfallen der rotirenden Sonne in eine beliebig grosse Zahl solcher homogener Schichten würde einen stabilen Gleichgewichtszustand derselben darstellen, falls wir die Reibung an den Trennungsflächen vernachlässigen, und die Schichten so geordnet sind, dass bei Bewegung auf der Aequatorebene nach aussen stets Schichten mit grösserem Ω und kleinerem ϑ angetroffen werden.

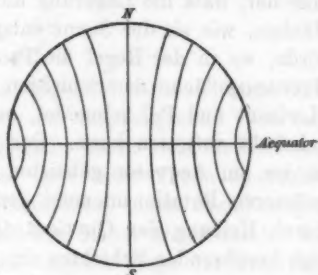


Fig. 1.

Jede dieser rotirenden Schichten zeigt nun gänzlich anderes Verhalten wie die als Ganzes rotirend gedachte Sonne. Während letztere durch die ganze Masse hindurch dieselbe potentielle Temperatur besitzt, ist diese hier nur innerhalb einer Schicht constant und wechselt von einer Schicht zur anderen sprungweise. In jeder Schicht ist das Rotationsmoment ebenfalls constant; der kleinste Impuls genügt daher, um ein Massenteilchen eine Schicht in beliebiger Richtung durchqueren zu lassen. In jeder Schicht existirt ein Geschwindigkeitspotential, während die Rotation der Sonne eine Wirbelbewegung darstellt. Innerhalb einer Schicht wächst die Winkelgeschwindigkeit umgekehrt wie das Quadrat des Rotationsradiuses, die lineare Geschwindigkeit umgekehrt wie die erste Potenz, die Centrifugalkraft umgekehrt wie die dritte Potenz desselben. Die Differenzen der linearen Geschwindigkeit an der Berührungsfläche zweier Schichten ist deshalb nicht constant, sondern nimmt in dem Masse zu, wie sich die Trennungsfläche der Axe nähert. Je tiefer sich eine Trennungsfläche in das Sonneninnere hinabzieht, um so grösser wird die Differenz der sich tangirenden Geschwindigkeit und deshalb der Effect der Reibung längs der Trennungsfläche.

Die Bildung dieser Schichten und die Gestalt der Trennungsflächen ist offenbar vollständig unabhängig von der Anwesenheit eines festen Kernes in der Sonne. In letzterem Falle wird sich die Schichtbildung eben nur bis zur Oberfläche hinabziehen und der feste Sonnenkern mit der zur Photosphäre reichenden, geschichteten Gashülle vollständig der Erde mit der geschichteten Atmosphäre entsprechen. Der Unterschied ist nur der, dass die Lagerung der Schichten und der Trennungsflächen, wie sie der Sonne entsprechen, in der Atmosphäre der Erde, wo in der Regel die Tangente an die Meridiancurve der Trennungsfläche der Schichten das Himmelsgewölbe zwischen Horizont und Pol schneidet, nur ausnahmsweise und local beschränkt auftreten kann. Der Grund hierfür liegt darin, dass in der am Aequator geheizten Atmosphäre beinahe stets zum grösseren Rotationsmoment der grössere Wärmegehalt gehört, durch Heizung der Quotient Ω/ϑ abnimmt, während in den sich berührenden Schichten der Sonne zum grösseren Rotationsmoment der geringere Wärmegehalt gehört, da durch Abkühlung Ω/ϑ zunimmt.

Tritt an der Trennungsfläche solcher Schichten Mischung ein zwischen den Mengen m_1 und m_2 der durch $\Omega_1\vartheta_1$ und $\Omega_2\vartheta_2$ charakterisirten Schichten, so lassen sich das Rotationsmoment Ω (da nur innere Kräfte wirken) und die potentielle Temperatur ϑ der Mischung nach dem Schwerpunktssatze berechnen zu:

$$(m_1 + m_2) \Omega = m_1 \Omega_1 + m_2 \Omega_2$$

$$(m_1 + m_2) \vartheta = m_1 \vartheta_1 + m_2 \vartheta_2.$$

Gleichung III lautete:

$$\frac{dV}{dR} \cdot \frac{dR}{dr} = \frac{1}{r^3} \left(\frac{\Omega_1^2 \vartheta_1 - \Omega_2^2 \vartheta_1}{\vartheta_2 - \vartheta_1} \right).$$

Der Index 1 beziehe sich auf die wärmehaltigere Schicht. Um die Lage der Grenzfläche der Mischung gegen Schicht 1 zu finden, die durch dr_1/dR_1 bezeichnet werden möge, haben wir in dieser Gleichung an Stelle von Ω_2 und ϑ_2 Ω und ϑ zu setzen und finden:

$$\frac{dV}{dr} \left(\frac{dr_1}{dr} - \frac{dR}{dr} \right) = \frac{m_1 \vartheta_1}{m_1 + m_2} \frac{(\Omega_1 - \Omega_2)^2}{\vartheta_2 - \vartheta_1},$$

da $\vartheta_1 > \vartheta_2$ ist:

$$\frac{dr_1}{dR_1} < \frac{dr}{dR}.$$

Die neue Trennungsfläche gegen Schicht 1 ist also stärker gegen die Aequatorebene geneigt, wie die ursprüngliche. Ebenso erhalten wir für dR_2/dr_2 welches die Lage der Trennungsfläche der Mischung gegen Schicht 2 angiebt, nach demselben Verfahren:

$$\frac{dV}{dr} \left(\frac{dR_1}{dr_1} - \frac{dR}{dr} \right) = \frac{m_2 \vartheta_2}{m_1 + m_2} \frac{(\Omega_1 - \Omega_2)^2}{\vartheta_1 - \vartheta_2},$$

also:

$$\frac{dr_2}{dR_2} < \frac{dR}{dr}.$$

Die neue Trennungsfläche gegen Schicht 2 steht also steiler auf der Aequatorebene wie die ursprüngliche. Von dem beliebigen Punkte der Trennungsfläche an, an dem die Mischung sich vollzieht, suchen sich also zwei neue Trennungsflächen in die Schichten 1 und 2 hineinzuziehen, einen dachförmigen, gegen die Aequatorebene hin offenen Raum abgrenzend. Die gemischten Partien müssen sich deshalb längs der ursprünglichen Trennungsfläche äquatorwärts (in der Atmosphäre der Erde unter normalen Verhältnissen polwärts) in Bewegung setzen. In dem Maasse, wie immer mehr Massen zur Mischung gelangen, wird die gemischte Schicht auch längs der Trennungsfläche nach aussen an Raum gewinnen und zwischen die ursprünglichen sich berührenden Schichten lagert sich eine neue Schicht mit mittlerem Rotationsmoment und Wärmegehalt ein.

Nun ist es wohl ausgeschlossen, dass die Sonne oder der gasförmige Teil derselben vollständig in eine mehr oder minder grosse Anzahl solcher homogener Schichten zerfällt. Wir haben uns die in Wirklichkeit eintretenden Verhältnisse vielmehr so vorzustellen, dass bei der von aussen her stattfindenden Abkühlung der rotirenden Sonne mehr oder minder ausgedehnte Stücke dieser Discontinuitätsflächen sich bilden werden. Die Verschiedenheit der linearen Geschwindigkeit zu beiden Seiten der Trennungsfläche regt dieselbe zu immer mächtigerer Wellenbildung an, Wellen, die schliesslich überhängend werden und branden und sich dadurch in gewaltige Wirbel verwandeln, innerhalb deren sich die Mischung eines grossen Theiles der Massen beider Schichten vollzieht. Inzwischen werden sich an anderen Stellen neue Trennungsflächen neu entstandener Schichten gebildet haben, an denen

sich derselbe Mischungsprocess wiederholt. *Einzig und allein durch diesen Mechanismus, der nichts Hypothetisches an sich hat und in einer flüssigen, rotirenden, Wärme ausstrahlenden Masse mit Nothwendigkeit sich einstellen muss, kann eine gleichmässige Durchkühlung der Sonnenmasse eintreten und ein viel zu rasches Erhalten der äusseren Schichten verhindert werden. Denn Wärmeleitung und innere Reibung der Gase sind zu gering, den Ausgleich des Wärmegehaltes und der Rotationsmomente zu besorgen. Nur durch die geschilderte Bildung von Discontinuitätsflächen und deren Aufrollen können durch Mischung verschiedene Rotationsmomente und potentielle Temperaturen ausgeglichen werden.*

Wir haben bereits gezeigt, dass in einer homogenen Schicht die Winkelgeschwindigkeit im Quadrat des Abstandes von der Rotations-(Sonnenaxe) abnimmt. Daraus folgt, dass es unmöglich ist, von einer Winkelgeschwindigkeit der rotirenden Sonne zu sprechen. Würde die Sonne zufällig einmal überall mit constanter Winkelgeschwindigkeit rotiren, so würde diese Constanz durch die auftretende Schichtenbildung und Mischung gestört werden. Die Winkelgeschwindigkeit muss variabel sein sowohl durch die ganze Sonnenmasse hindurch, als an derselben Stelle im Laufe der Zeit. Sie braucht in einem bestimmten Moment auch nicht stetig durch die Masse zu variiren, sondern wird an einer Discontinuitätsfläche sich sprungweise ändern. *Schneidet eine Discontinuitätsfläche die Sonnenoberfläche (Photosphäre), so erhalten wir Partien, die daselbst mit ungleicher Winkelgeschwindigkeit aneinander vorbeigleiten. Dieselbe Ueberlegung gilt aber auch hinsichtlich der potentiellen Temperaturen. Wäre α für die Sonnenmasse und jene Function φ ($\Omega \vartheta$) bekannt, so liesse sich eine mittlere Verteilung der Winkelgeschwindigkeiten (Rotationsmomente) und potentiellen Temperaturen angenähert berechnen. In Ermangelung dessen müssen wir uns mit folgendem allgemeinen Raisonnement begnügen.*

Kühlt sich die *nicht* rotirende Sonne von aussen her ab, so wird die Wirkung der Abkühlung auf die ganze Oberfläche gleichförmig sein, da die durch Convectionsströmung bewirkte Mischung bis in gleiche Sonnentiefen hinabreicht. Rotirt die Sonne, so werden jene Strömungen, die sich an den Polen längs der Sonnenaxe vollziehen, in keiner Weise gestört. Je näher wir aber dem Aequator kommen, desto weniger tief kann die

Strömung hinabgehen, desto näher der Oberfläche wird sie durch Bildung von Discontinuitätsflächen gehemmt und der Wärmeaustausch kann nur durch Aufrollen derselben und Bildung neuer ungleich langsamer in die Tiefe fortschreiten. Der Wärmeverlust der äquatorialen Partien wird deshalb langsamer ersetzt als der polaren Gegenden, die potentiellen Temperaturen der letzteren müssen deshalb verhältnismässig höher werden. Da aber unter gleichen Drucken die wirklich beobachteten Gastemperaturen mit den potentiellen Temperaturen wachsen, so folgt der Satz:

a) *Die Sonnenoberfläche muss in den polaren Gegenden höhere Temperaturen besitzen wie am Aequator.*

Ob diese Temperaturdifferenz gross genug ist, um durch Strahlungsmessungen festgestellt zu werden, muss die Erfahrung lehren.

Ganz dieselben Ueberlegungen können wir anstellen bezüglich den Austausch der Rotationsmomente (Winkelgeschwindigkeiten) in polaren und äquatorialen Gegenden. Die äusseren Sonnenportionen ziehen sich durch Abkühlung zusammen, ihre Winkelgeschwindigkeit vergrössert sich und die Hülle muss dem Kern voraneilen. Die in polaren Gegenden ungestört in grösste Tiefen hinabreichenden Convectionsströme sorgen für Ausgleich der Winkelgeschwindigkeit. Je näher wir dem Aequator kommen, desto baldere wird die Strömung durch Discontinuitätsflächen gehemmt und desto langsamer teilt sich durch fortwährendes Aufrollen und Neubildung derselben die von aussen wachsende Winkelgeschwindigkeit den tieferen Partien mit. Daraus folgt der bekannte Satz:

b) *Die Sonnenoberfläche muss in ihren äquatorialen Gegenden grössere Winkelgeschwindigkeiten besitzen wie in den polaren Gegenden.*

Sätze a) und b) sind Parallelsätze, die auf derselben Ursache basiren.

Ausser durch die Verhinderung einer gleichmässigen Winkelgeschwindigkeit der rotirenden Sonne machen sich diese Discontinuitätsflächen, namentlich der Process ihres Aufrollens, noch in anderer Weise bemerkbar.

Die Verschiedenheit der linearen Geschwindigkeiten veranlassen die Flächen zu Wellen, die schliesslich überhängend

werden und branden. An Stelle jeden Wellenzuges entsteht ein gewaltiger Wirbel, *der im Sinne* der Rotationsbewegung der Sonne rotirt und nicht windschief zur Sonnenaxe liegt. Die Differenz der linearen Geschwindigkeit zu beiden Seiten dieser Trennungsfläche wächst (p. 187) mit deren Annäherung an die Sonnenaxe. Der Ort maximaler Wellen- und Wirbelbildung wird deshalb im Innern der Sonne, nicht an der Oberfläche derselben zu suchen sein. In Fig. 2 ist ein solcher Wirbel seiner Lage nach skizzirt.

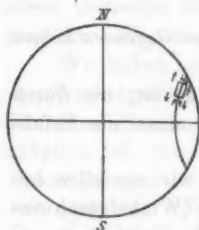


Fig. 2.

Die Theorie der Wirbel lehrt, dass in seiner Axe der Druck sinkt. In Richtung der Axe saugt der Wirbel deshalb Masse ein, um sie in anderen Teilen wieder auszuwerfen. Diese Saugwirkung der Cyklone der Atmosphäre ist bekannt; jeder verticale Wirbel in einem Flusse macht sich in einer Depression der Oberfläche geltend. Liegt der Wirbel, der sich durch Aufrollen der Discontinuitätsfläche bildet, der Sonnenoberfläche nicht zu fern,

so wird er sich in jener ebenso bemerkbar machen, wie der Wasserwirbel in der Oberfläche des Wassers. *Giebt man die Wilson'sche Theorie der Beschaffenheit der Sonnenflecke als Vertiefungen in der Sonnenoberfläche zu, so brauchen wir die Ursache derselben nur in diesen Wirbeln im Sonneninnern zu suchen, um eine befriedigende Erklärung des meisten zu erhalten, was wir über die Flecken und ihre Begleiterscheinungen wissen.*

Es kann nicht im Rahmen dieser Abhandlung liegen, das ganze ungeheure Beobachtungsmaterial über Sonnenflecke in Hinsicht auf diesen Erklärungsversuch eingehend zu behandeln. Es genüge hier zu zeigen, dass die charakteristischen Erscheinungen, welche die Sonnenflecken darbieten, beinahe a priori vorausgesagt werden können, wenn wir sie mit diesen Wirbeln im Sonneninnern in Verbindung bringen.

Rollt sich eine Discontinuitätsfläche nicht zu entfernt von der Sonnenoberfläche auf, so wird der sich ausbildende Wirbel sich allmählich auch auf derselben bemerkbar machen. Unruhe der Oberfläche, vermehrte Fackelbildung sind Vorboten des sich bildenden Fleckes, nach unserer Auffassung ein Beweis, dass die Mühle im Innern der Sonne bereits im Gange

ist. Die Saugwirkung des Wirbels wird bald die an der Oberfläche der Photosphäre gelegenen Massen ergreifen. An einem oder mehreren Punkten beginnt die Masse einzusinken. Es bildet sich ein höchst unregelmässiger Krater aus; die Strömung wird allmählich stationär, und in demselben Grade wird der Krater regelmässigeren Querschnitt annehmen. In radialen Strömen stürzen die photosphärischen Massen in diesen Krater hinein, das Aussehen der Absorptionslinien im Spectrum zeigt die heftige Bewegung im Innern dieses Strudels an. „Dunklere Teile, wie der übrige Kern, sind wahrscheinlich Oeffnungen röhrenartiger Vertiefungen, welche in unbekannte Tiefen eindringen“ (Dawes).

Die eingesogenen Massen müssen durch Massen aus dem Sonneninnern ersetzt werden, und der Sonnenfleck wird deshalb von einem an Fackeln und Protuberanzen reichen Gebiete umgeben sein. „Ein Fleck ist thatsächlich in der Regel von einem Ringe von Eruptionen umgeben, und es hat den Anschein, als ob die ausbrechenden Massen sämtlich in ein und dieselbe Vertiefung strömten, als ob die Massen wirklich hinabgezogen würden, als ob der Fleck eine saugende Wirkung ausübte, die stark genug ist, um die in der Umgebung des Fleckes hervorbrechenden Massen in das Innere des Fleckes hinabzuziehen“ (Young).

Erschöpft sich allmählich im Sonneninnern der Wirbel durch innere Reibung, so lässt dessen Saugwirkung nach, der Krater an der Sonnenoberfläche füllt sich aus und nur die noch einige Zeit andauernde, vermehrte Fackelthätigkeit an dieser Stelle zeigt, dass im Sonneninnern an dieser Stelle noch Kräfte thätig sind, die allmählich erlöschen. Wird, während der Wirbel noch in Thätigkeit ist, durch eintretende Unsymmetrie das Zuströmen nicht in Richtung der Axe erfolgen, so kann der Krater an der Sonnenoberfläche verschwinden, um nach Erneuerung des symmetrischen Zuflusses wieder zu erscheinen. Auf diese Weise können Sonnenflecke mehrmals verschwinden und an derselben Stelle der Sonne wieder aufbrechen. Entstehen die Wellen und Wirbel in zu grosser Tiefe, so wird sich ihr Auftreten auf der Sonnenoberfläche nur in vermehrter Fackelthätigkeit, nicht mehr in Kraterbildung, bemerkbar machen. Auf diese Weise lassen sich auch die

„verschleierte Flecke“ erklären, auf die Trouvelot aufmerksam machte.¹⁾

Entsteht der Wirbel nahe der Sonnenoberfläche, so wird sich sein Rotationssinn (im Sinne der Sonnenrotation) auch in einer gleichsinnigen Drehbewegung des Fleckes bemerkbar machen müssen, wie sie auch zuweilen beobachtet wird. In den meisten Fällen entsteht der Wirbel in beträchtlichem Abstand von der Sonnenoberfläche, sodass der Drehsinn des Fleckes in erster Linie bedingt ist durch unsymmetrisches Herbeiströmen der angesogenen Massen. Die ablenkende Kraft der Sonnenrotation auf diese Strömungen ist bei der langsamen Winkelgeschwindigkeit derselben gering (unter gleicher Breite und bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit etwa 25 mal kleiner als auf der Erde), besonders in den niederen Breiten, in denen sich die Mehrzahl der Flecke ausbildet. Es kann deshalb auch sehr wohl vorkommen, dass in demselben Fleck je nach der Unsymmetrie des Anströmens verschiedener Drehsinn herrscht.

Aussehen, Entstehen und Verschwinden der Flecke wird, sobald man diese wie Wilson betrachtet, vollständig durch dies Aufrollen der Discontinuitätsflächen klar gelegt. Ebenso befriedigend wird dadurch auch die Verteilung der Flecke über die Sonnenoberfläche hinweg erklärt. Die Art und Weise des Entstehens der Schichtbildung und Betrachtung der Fig. 1 lehrt, dass um den Aequator herum eine Zone minimaler Flecken häufig vorhanden sein muss. Nur äusserst selten kann eine, vielleicht unsymmetrisch ausgebildete, Trennungsfläche durch unsymmetrisches Aufrollen einen Fleck in diesen Regionen verursachen. Auch in höheren Breiten werden sich selten Discontinuitätsflächen bilden und dann nur solche, bei denen erst in grossen Tiefen genügende Differenz der linearen Geschwindigkeiten zu beiden Seiten und dadurch Wellen- und Wirbelbildung zu stande kommt. In höheren Breiten werden wir wohl Fackeln, auch verschleierte Flecke, aber keine ausgebildeten Flecke mehr antreffen. Der Ort maximaler Fleckenhäufigkeit sind mittlere Breiten, jene Breiten maximaler Schichtbildung, die sich auch an der Oberfläche durch grösste Verschiedenheit in der stetigen Anordnung der Winkelgeschwindigkeit verraten.

1) S. Young, Die Sonne p. 129. 1883.

Wäre jene Function $\varphi(\Omega \vartheta)$ bekannt, so liesse sich der Ort maximaler Fleckenhäufigkeit berechnen. Solange dies nicht möglich ist, müssen wir eher umgekehrt aus der Fleckenhäufigkeit auf die Stelle maximaler Schichtbildung schliessen. Die meisten Trennungsflächen müssen sich deshalb in mittleren Breiten bilden, wo die Tangentenrichtung an die der Sonnenoberfläche näher liegenden Teile derselben letztere unter 10° bis 40° Breite schneidet, da zwischen diese Grenze die Fleckenzone (mit seltenen Ausnahmen) eingeschlossen ist. Diese Orte maximaler und ausgeprägtester Schichtbildung haben durchaus nichts Unwahrscheinliches an sich, sodass wir auf Grund unserer Hypothese die Verteilung der Flecken rein mechanisch und ungezwungen erklären können.

Häufig treten Sonnenflecke in gleicher Breite serienweise angeordnet auf. Unsere Hypothese lässt dies voraussehen. Denn eine Discontinuitätsfläche bildet öfters nicht eine Welle, sondern es folgen mehrere Wellen aufeinander. Jedem Wellenzuge entspricht bei der Auflösung desselben ein Wirbel, und jedem Wirbel kann ein Sonnenfleck entsprechen. So entstehen Flecke, die ungefähr unter gleicher Breite liegend zu ziemlich gleichen Zeiten auftreten. (Eine Serie Sonnenflecke und ein System parallel gelagerter Cirrusstreifen in unserer Atmosphäre werden durch den gleichen Mechanismus hervorgerufen.)

Nach einer Periode geringster Fleckenhäufigkeit beginnen die wieder zahlreicher auftretenden Flecke sich in höheren Breiten zu bilden und die Fleckenbildung schreitet dann nach niedrigeren Breiten fort. Unsere Hypothese lässt auch dies voraussehen. Ist die Sonnenmasse in einer Periode grösster Ruhe, so werden die an der Oberfläche erkaltenden Massen verhältnismässig stark sich abkühlen können, ehe sie niedersinken. Die Discontinuitätsflächen beginnen in grösserer Tiefe und höherer Breite sich zu bilden und ebenso die Sonnenflecke. In dem Maasse, wie die Sonne unruhiger wird, wird das labile Gleichgewicht der erkaltenden Massen an der Oberfläche rascher ausgelöst; die Massen müssen früher, weniger stark erkaltet niedersinken und dementsprechend bilden sich Schichten und Flecke in immer niedrigeren Breiten.

Durch Auslösung dieses labilen Gleichgewichtes können möglicherweise Planeten die Fleckenerscheinungen beeinflussen.

Werden die Sonnenflecke durch Wirbel verursacht, so müssen sie auch Eigenbewegung besitzen. Ein gerader Wirbelfaden in einer unendlich ausgedehnten ruhenden Flüssigkeitsmasse wird keine Eigenbewegung besitzen. Liegt er aber in der Nähe einer festen Wand oder der Flüssigkeitsoberfläche diesen parallel, so wird er sich diesen parallel bewegen im gleichen Sinne, wie infolge seiner Rotationsbewegung die Flüssigkeit zwischen Wirbel und Wand hindurchströmt und mit einer Geschwindigkeit $= \frac{1}{4}$ derjenigen, mit welcher die Flüssigkeit im Fusspunkte des auf die feste Wand gefallenen Lotes strömt. Die Wirbel im Sonneninnern liegen nicht parallel der Sonnenoberfläche, zerlegen wir sie aber in zwei Wirbelcomponenten senkrecht und parallel der Sonnenoberfläche, so wird namentlich für Wirbel in niederen Breiten letztere beträchtlichen Wert besitzen. In niederen Breiten müssen die Wirbel, namentlich wenn sie nicht in zu grosser Tiefe liegen, Eigenbewegung besitzen und zwar im Sinne der Rotationsbewegung der Sonne dieser voraneilen. *So erklärt sich der Satz von Duner, dass sich aus Sonnenfleckbeobachtungen eine grössere Rotationsgeschwindigkeit der Sonne ergibt, wie aus Spectralbeobachtungen auf Grund des Doppler'schen Princips.* Nicht senkrecht zu einander gestellte Wirbel beeinflussen gegenseitig ihre Eigenbewegung; dadurch lassen sich die verwickelten Eigenbewegungen der Sonnenflecke erklären, die Faye denselben zuschreibt. Dass ein Wirbel (Sonnenfleck) sich in mehrere Wirbel teilt, kann entsprechend an den Wasservirbeln in einem Flusse häufig beobachtet werden.

Da nach dieser Erklärung die Flecke Folgeerscheinungen des Mischungsprocesses der rotirenden Sonne sind, so wird zur Zeit ihrer maximalen Häufigkeit der Wärmeverlust der Sonnenoberfläche am vollkommensten durch Mischung mit tiefer liegenden, wärmehaltigeren Massen ausgeglichen werden. *Die Zeiten maximaler Fleckenhäufigkeit werden demnach mit Zeiten erhöhter Wärmestrahlung der Sonne (Klimaschwankungen) zusammenfallen.*

Young hat (die Sonne, p. 173) die Vermutung ausgesprochen, „dass die Flecke vielleicht Vertiefungen in der Photosphäre sind, die nicht unmittelbar durch den Druck von oben nach unten, sondern durch *Verminderung des Druckes von unten nach oben*, infolge von Eruptionen, die in der Nähe statt-

finden, erzeugt werden“, und eine etwas künstliche Theorie der Flecke auf dieser Basis versucht.

Die Entstehung von Wirbeln durch Aufrollen der Discontinuitätsflächen giebt unmittelbar die Druckverminderung im Sonneninnern, nach der Young sucht. Die Faye'sche Wirbeltheorie der Sonnenflecke besitzt ihrer mannigfachen Vorzüge wegen noch zahlreiche Verbreitung, trotzdem, im Widerspruch mit der Erfahrung, das Fleckeninnere sämtlich gleichsinnig mit der Sonne rotiren müsste, und die mechanische Erklärung des Zustandekommens dieser Wirbel nicht stichhaltig ist. Die hier skizzierte Theorie besitzt sämtliche Vorzüge, welche die Theorie von Faye auszeichnen, ohne deren Nachteile.

Da über den Flecken, falls sie durch Saugwirkung der im Innern der Sonne arbeitenden Wirbel entstehen, eine absteigende Strömung der die Photosphäre umhüllenden Gase eintreten muss, wie sie Oppolzer seiner Theorie der Sonnenflecke zu Grunde legt, so werden die mannigfachen Vorzüge der Oppolzer'schen Theorie auch der hier entwickelten zu gute kommen. Die absteigende Strömung, von der Oppolzer ausgeht, findet hier ihre Erklärung.

Schichtenbildung, nach Raum und Zeit variable Rotationsgeschwindigkeiten und den Sonnenflecken analoge Gebilde sind notwendige Folgeerscheinungen des durch Wärmeausstrahlung bewirkten Abkühlungsprocesses eines rotirenden, ganz oder nur in seinen äusseren Schichten aus flüssiger Masse bestehenden Himmelskörpers.

(Eingegangen 1. November 1901.)

**8. Ueber die Ausfluss-
geschwindigkeit krystallisirter Stoffe;
von G. Tammann.**

H. Tresca¹⁾ hat durch zahlreiche Versuche nachgewiesen, dass Blei, Aluminium und Eis unter höheren Drucken aus weiten Oeffnungen ausfliessen. Er hat hauptsächlich die Structur des ausfliessenden Strahles unter verschiedenen Bedingungen studirt. Die Messung der Ausflussgeschwindigkeit war unter den Bedingungen, unter denen H. Tresca arbeitete, kaum ausführbar, da verschiedene Schichten des ausfliessenden Strahles verschiedene Geschwindigkeiten hatten und der Ausfluss unter nicht bestimmten Drucken aus einer Oeffnung von 4 cm Durchmesser erfolgte. Die Versuche H. Tresca's zeigen in schönster Weise die Plasticität krystallinischer Stoffe, die auch durch andere Erfahrungen über das Schmieden, Prägen und die mechanische Bearbeitung verschiedener Materialien bestätigt und erläutert wird.

Man hat versucht die Plasticität krystallinischer Stoffe auf eine teilweise Schmelzung derselben während der Deformation zurückzuführen. Diese Anschauung hat in der Hypothese von J. H. Poynting²⁾ eine ganz bestimmte, sowohl theoretisch als auch experimentell prüfbare Gestalt gewonnen. Nach Poynting soll speciell das Eis, wenn der Druck auf demselben in der Weise erhöht wird, dass das eventuell gebildete Wasser unbehindert abfliessen kann, bei viel niederen Drucken als dem Verlauf seiner bekannten Schmelzcurve entspricht, schmelzen. Die Drucke dieser zweiten Schmelzcurve sollen nach J. H. Poynting bei gleichen Temperaturen nur gegen 0,1 der Drucke der bekannten Schmelzcurve des Eises betragen. W. Ostwald hat die Hypothese J. H. Poynting's auch auf Stoffe, deren Schmelzcurven mit steigendem Druck

1) H. Tresca, Memoires présentés à l'Acad. de l'Institut de France 18. p. 733. 1868; 20. p. 75, 281, 617. 1872.

2) J. H. Poynting, Phil. Mag. (5) 12. p. 32. 1887.

zu höheren Temperaturen steigen, zu übertragen gesucht. Nach W. Ostwald¹⁾ soll für jeden Stoff ausser der bekannten Schmelzcurve, welche die Temperaturen und Drucke des Gleichgewichtes für die flüssige und krystallisirte Phase geben, wenn in beiden der gleiche Druck herrscht, noch eine zweite Schmelzcurve existiren, welche anzeigt, bei welchen Drucken und Temperaturen die Schmelzung des Krystalles eintritt, wenn der Krystall so gepresst wird, dass seine Schmelze frei ablaufen kann.

Fig. 1 giebt die Lage dieser zweiten Schmelzcurven a_2 und b_2 nach Poynting, wenn a_1 und b_1 die bekannten Schmelzcurven zweier verschiedener Stoffe bedeuten, von denen der eine unter Dilatation, der andere unter Contraction schmilzt. Steigert man den Druck p über einem krystallisirten Stoff, der sich in einem nicht dicht schliessenden Cylinder befindet, so soll nach J. H. Poynting und W. Ostwald die Schmelzung bei Ueberschreitung der Curven a_2 und b_2 eintreten, schliesst dagegen der Cylinder dicht, so tritt, wie es sicher festgestellt ist, erst bei Ueberschreitung der Curven a_1 und b_1 die Schmelzung ein.

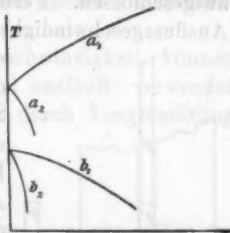


Fig. 1.

Die Frage, ob es zwei solche Schmelzcurven, wie die Curven a_2 und b_2 wirklich giebt, ist bisher nicht näher geprüft worden. Wir werden sehen, dass die Folgerungen von J. H. Poynting und W. Ostwald der theoretischen Grundlage entbehren und von der Erfahrung nicht bestätigt werden.

Um jene Folgerungen experimentell zu prüfen, hat man einen krystallisirten Stoff in der Weise einem leicht messbaren Druck zu unterwerfen, dass die eventuell gebildete Schmelze frei abfliessen kann. So lange die innere Reibung eines krystallisirten Stoffes nicht ausserordentlich gross ist, wird derselbe unter jenen Bedingungen zu fliessen beginnen. Kann man diese Ausflussgeschwindigkeit in ihrer Abhängigkeit vom Druck und der Temperatur bestimmen, so müsste, wenn es wirklich jene zweiten Schmelzcurven gäbe, die Ausfluss-

1) W. Ostwald, Lehrbuch der allgem. Chemie p. 374—379. 1897.

geschwindigkeit bei Ueberschreitung der Curven a_3 und b_3 wegen eintretender Schmelzung discontinuirlich wachsen.

Das Verfahren.

Der Ausfluss der krystallisirten Stoffe ist so zu leiten, dass vor allem der gemessene Druck wirklich in den Schichten herrscht, die sich an der fließenden Bewegung beteiligen. Da der Druck von solchen Stoffen nicht wie von Flüssigkeiten fortgeleitet wird, sondern in ihnen von der Druckfläche aus schnell abfällt, so war eine Versuchsanordnung wie bei H. Tresca ausgeschlossen. Ferner ist es zur Verwirklichung stationärer Ausflussgeschwindigkeiten notwendig, den Druck constant zu

erhalten und dafür Sorge zu tragen, dass die ausgeflossene Menge nicht durch Stauung auf die fließende einen unbestimmten Gegendruck ausübt. Diesen Bedingungen zur Erhaltung stationärer Ausflussgeschwindigkeiten ist bei folgendem Verfahren Rechnung getragen, welche in der That für einige Stoffe: Eis, Phosphor etc. zur Messung stationärer Ausflussgeschwindigkeiten führte.

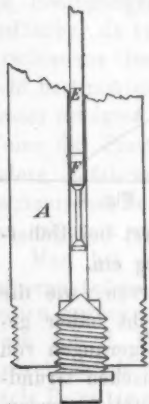


Fig. 2. $\frac{1}{2}$ nat. Gr.

Der zu untersuchende Stoff befindet sich in einem cylindrischen Gefäße, auf denselben drückt ein cylindrischer Stift F , dessen Querschnitt in Fig. 2 wiedergegeben ist. Diese Vorrichtung entspricht der Bedingung, dass sich die ausfließende Schicht, die der unteren planen Basis des Druckstiftes anliegt, unter einem messbaren Druck, der durch einen Druckstab E auf die obere Basis des Druckstiftes ausgeübt wird, befindet.

Die Ausflussöffnung ist also ein ringförmiger Cylinder von der Höhe 0,5 mm, durch den der krystallisierte Stoff als eine dünnwandige Röhre gepresst wird. Schiebt sich diese Röhre bis zur Erweiterung des oberen Druckstiftes hinauf, so bricht dieselbe ab. Allmählich häufen sich die Bruchstücke dieser Röhre im Raum zwischen der Cylinderwand und dem verengten Teil des Druckstiftes an, ohne dem ferneren Abfluss,

falls sie sich nicht gar zu sehr häufen, einen nennenswerten Widerstand entgegenzusetzen.

Ersetzt man den Druckstift der beschriebenen Form durch einen Volleycylinder, so nimmt die Ausflussgeschwindigkeit des Eises und des gelben Phosphors bei constantem Druck und Temperatur von Minute zu Minute schnell ab.

Zu den Versuchen mit Ammoniumnitrat wurde ein Druckstift, dessen obere Verdickung einen Volleycylinder von 1 cm Länge bildete, welcher die Cylinderbohrung fast füllte, benutzt, um dem Druckstift eine bessere Führung zu geben und dadurch eventuelle seitliche Verschiebungen des Druckstiftes zu verringern, bei den anderen Versuchen war dieser Volleycylinder nur 1 mm lang.

Zur Vergrößerung der Ausflussgeschwindigkeit können Druckstifte, deren Basis in einen Kegel ausläuft, verwendet werden. Dasselbe Resultat erzielt man durch Vergrößerung der ringförmigen Ausflussöffnung.

Der Apparat.

Bei der Construction des Apparates war vor allem zu berücksichtigen, dass der Ausfluss bei einer bestimmten Temperatur, die beliebig geändert werden kann, sich vollzieht. Um das zu erreichen, musste der Teil des Cylinders, in dem sich der zu untersuchende Stoff befindet, möglichst weit vom Wirkungspunkt des den Druck ausübenden Hebels verlegt werden. Die Bestimmung der Menge des Ausgeflossenen konnte am einfachsten durch Messung der Senkung des Druckstiftes ausgeführt werden. Diese Senkung kann leicht durch Messung der Senkung des belasteten Hebelarmes mittels einer Schraube bestimmt werden. Mit der Schraube wurde an den Hebel zu zwei verschiedenen Zeiten ein Platindraht herangeführt, durch dessen Berührung mit dem Hebel ein Stromkreis, in dem sich eine elektrische Glocke befand, geschlossen wurde.

Fig. 3 giebt eine Seitenansicht des von Schäffer und Budenberg nach jenen Erfordernissen ausgeführten Hebelapparates. Der Stahlcylinder *A*, der in seinem unteren Teil den zu untersuchenden Stoff enthält, ruht auf einem Stahlteller *B*, der mit der Schiene aus Gusseisen *C* durch drei stählerne Säulen *D* verbunden werden kann. Durch Ab-

schrauben der unteren Schrauben dieser Säulen kann der Teller *B* und der Cylinder *A* leicht entfernt und wieder eingestellt werden. In die Bohrung des Cylinders *A* führt der Druckstab *E*, dessen oberer Teil, in Fig. 3 aus dem Cylinderrand *A* herausragend, sichtbar ist und dessen unterer Teil, der über dem Druckstift *F* endet, in Fig. 2 dargestellt ist.

Durch die Oeffnung eines Tisches, auf dem der Apparat steht, wird ein Flüssigkeitsbad hervorgehoben, sodass der

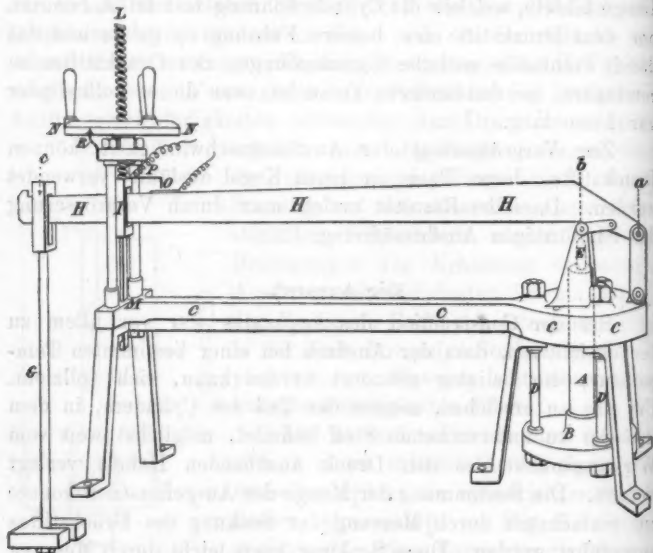


Fig. 3. $\frac{1}{10}$ nat. Grösse.

grösste Teil des Cylinders *A* und der Säulen *D* ins Bad tauchte. Die drei Unterstützungspunkte des Hebels *H* sind *a*, *b* und *c*. Die Entfernung der beiden Unterstützungspunkte *a* und *b* betrug 98,7 mm und die vom Drehpunkt *a* bis zum Hängepunkt der Gewichte *c* 1002,8 mm. Auf den Ring am unteren Ende der Stange *G* können Gewichte aufgelegt oder nach Entfernung der Stange *G* an Fäden im Punkte *c* aufgehängt werden. Bei kleinen Drucken wird das Gewicht des Hebels durch eine über eine Rolle gehende Schnur, an der eine Schale hängt, durch Zugabe von Gewichten in die Schale verringert.

Der Hebel *H* geht durch einen Rahmen *J*, der durch die Schraube *L* auf und ab bewegt werden kann, wobei seine Bewegung durch die Führung *M* regulirt wird. Die Schraubenmutter *N* trägt an ihrer Peripherie eine Teilung von 100 Teilstrichen, deren Länge je 7 mm beträgt. Durch Drehung der Schraubenmutter *N* mit den drei Griffen kann das Hebelende, an dem die Gewichte hängen, durch Senkung seiner Stützlinie im Rahmen *J* frei schwebend erhalten, oder sein mit einem Platinblech *O* bekleideter Teil mit dem Platindraht *P* in Berührung gebracht werden. Dieser isolirte Draht und die Platinplatte sind mit einer Stromleitung, in der sich eine elektromagnetische Glocke befindet, verbunden. Durch Drehung der Schraubenmutter senkt man den Platindraht auf das frei schwebende Hebelende, bis das Signal ertönt und notirt den Teilstrich, auf den der Zeiger *R* weist. Nach Verlauf einer bestimmten Zeit, gewöhnlich einer Minute, wird die Einstellung in derselben Weise wiederholt. Aus dieser Einstellung kann dann die Senkung des Druckstiftes in dem zu untersuchenden Stoff abgeleitet werden.

Der zu untersuchende Stoff wird in den Druckcylinder *A*, Fig. 4, der unten durch eine Schraube fest verschlossen werden kann, gewöhnlich in Form von 2—3 cm hohen Cylindern, welche die Bohrung des Druckcylinders fast füllen, durch die obere Oeffnung desselben eingeführt.

Die Belastung bez. Entlastung des Hebels wurde gewöhnlich bei frei schwebendem Hebelende ausgeführt. In zwei der Belastung folgenden Minuten betrug, wie Versuche mit einem Stahlcylinder unter dem Druckstift zeigten, die Senkung des Hebelendes 0,03 Teilstriche pro Minute für je 100 kg pro 1 qcm des Druckstabquerschnittes der Belastungsänderung. Nach Verlauf dieser 2 Minuten war keine weitere Senkung des Hebelendes auch bei Belastungszunahmen von 1000 kg bis zu 2250 kg pro 1 qcm zu bemerken. Demnach sind jene nachträglichen Senkungen einer nachträglichen Biegung des Hebels zuzu-



Fig. 4.
 $\frac{1}{4}$ nat. Gr.

schreiben, was durch das Auftreten von nachträglichen Hebungen des Hebelendes nach Entlastungen, wobei sich der krumm gebogene Hebel nachträglich streckt, bestätigt wird. Zur Vermeidung des Einflusses dieser Nachwirkungen auf die Bestimmungen der Senkungsgeschwindigkeiten des Druckstiftes wurde bei kleinen Geschwindigkeiten mindestens 2 Minuten nach der Belastungsänderung gewartet, bevor mit der Geschwindigkeitsmessung begonnen wurde.

Die Ausflussgeschwindigkeit des Eises und seine Schmelzcurve.

Nachdem man in Druckcylinder A 0,5 g Wasser durch Abkühlung in Eis verwandelt hatte, wurden auf das Eis einige Tropfen Quecksilber gegossen und der Druckstift und Druckstab in den Cylinder geführt. Das Quecksilber füllte den freien Raum zwischen der Cylinderwand und den Drucküberträgern aus, wodurch die Temperatur des Druckstiftes der Badtemperatur bedeutend näher gebracht wurde, als wenn man die Zugabe von Quecksilber unterliess.

Der innere Durchmesser des Cylinders, in dem das Wasser fror, betrug $5,033 \pm 0,004$ mm, der Querschnitt also 0,1988 qcm. Der Durchmesser der ebenen, kreisförmigen Stirnfläche des Druckstiftes Nr. 2 betrug $4,85 \pm 0,01$ mm, die Ebene der Druckfläche maass also 0,1847 qcm. Demnach betrug die Grösse der ringförmigen Ausflussöffnung 0,0141 qcm.

Ein Teilstrich der Schraubenteilung auf dem Umfang der Schraubenmutter entspricht 0,004538 mm Senkung des Druckstiftes. Betrachtet man die Menge Eis, die sich oberhalb der Fortsetzung der ebenen Druckfläche des Druckstiftes befindet, als die ausgeflossene Menge, so hat man die Senkung des Druckstiftes mit dem Querschnitt der Cylinderbohrung zu multipliciren. Ein Teilstrich des Schraubenumfanges würde dann einer ausgeflossenen Menge von 0,0902 cbmm, die einen ringförmigen Cylinder von 0,064 mm Höhe bildet, entsprechen. Betrachtet man die Menge Eis, welche sich über dem ursprünglichen Niveau des Eises befindet, als die ausgeflossene Menge, so wäre dieselbe gleich dem Querschnitt der Endfläche des Druckstiftes, multiplicirt mit der Senkung des Stiftes, also gleich $0,1847 \text{ qcm} \times 0,0004538 \text{ cm} = 0,0838 \text{ cbmm}$ für jeden Teilstrich des Schraubenumfanges.

In der Tab. I sind die Geschwindigkeiten, mit denen der Druckstift bei einer Belastung von p kg pro 1 qcm sinkt, gemessen in Scalenteilen des Schraubenumfanges pro Minute angegeben. Die den Teilstrichen pro 1 Min. proportionalen Ausflussgeschwindigkeiten oder Längen der ausgeflossenen Röhren können nach obigen Angaben leicht in cbmm pro 1 Min. berechnet werden. Da bei der Krystallisation das Wasser sich ausdehnt, so erfüllt das Eis vollständig den gebotenen Raum. Eine vorläufige Zusammenpressung des Stoffes war also hier nicht nötig, deshalb konnten die Bestimmungen der Ausflussgeschwindigkeiten bei kleinen Drucken begonnen werden und zu höheren fortschreitend beendigt werden, bis bei einem gewissen Druck, der von der Temperatur abhängig ist, eine plötzliche Beschleunigung des Ausflusses eintritt. Ist dieser Druck erreicht, so stürzt der belastete Hebel mit grosser Geschwindigkeit auf die Stützlinie im Rahmen J, und kann dann auch durch schnelle Senkung desselben nicht mehr von derselben gelöst werden. Bei einer Senkung des freien Hebelendes von 9 mm pro Secunde folgte das Hebelende noch seiner Unterlage, während bei einem etwas niedrigerem Druck die grössten Senkungen nur $\frac{1}{60}$ dieses Betrages erreichten. Es steigt also mit steigendem Druck bei constanter Temperatur die Ausflussgeschwindigkeit des Eises schnell an, um dann bei einem gewissen Druck, der von der Temperatur abhängig ist discontinuirlich zu Werten zu steigen, die mit jener Hebelvorrichtung nicht mehr messbar sind. Auf den Beobachter macht es den Eindruck, als ob es sich hier um den Uebergang von einer stark gehemmten Bewegung des Druckstiftes zu fast freier Bewegung desselben in der Eismasse handelt. Die plötzliche Zunahme dieser Bewegung ist mit dem Uebergang der stark wachsenden Streckungen eines über seine Elasticitätsgrenze beanspruchten Metallcylinders zur Bewegung der streckenden Last nach dem Riss zu vergleichen. Wie der Vergleich der Temperaturen und Drucke, bei denen der plötzliche Anstieg der Ausflussgeschwindigkeit eintritt, mit den Coordinaten der früher festgelegten Schmelzcurve des gewöhnlichen Eises lehrt, tritt der Sturz des Hebels ein, wenn bei einer gegebenen Temperatur der Druck der Schmelzcurve des gewöhnlichen Eises überschritten wird.

Tabelle I.

Temp.	Druck kg pro 1 qcm	Ausflussgeschw. in Scalenteilen pro 1 Min.				Mittel	
- 5,7°	114	1,8	1,0	0,6		1,1	
	174	2,3	1,9	2,0	2,5	2,2	Bei 642 kg war die Bewegung des Hebelendes noch stationär, bei 665 kg stürzte das Hebelende und hob sich auch bei schneller Senkung der Unterlage nicht mehr von ihr.
	257	8,5	7,3	6,5	7,5	7,4	
	291	12,3	12,0	11,0		11,8	
	376	19	19	17		18,3	
	494	50	47			48,5	
	611	102	98			100	
-10,7°	114	0,02	0,10	0,05		0,04	
	257	1,2	1,3	1,1	1,0	1,2	
	376	3,5	3,3	3,7	3,0	3,4	Wurde noch ein Gewichtstück dem freischwebenden Hebelende hinzugefügt, wodurch der Druck von 1116 auf 1130 kg stieg, so stürzte das Hebelende auf seine Unterlage.
	494	8,0	8,0	7,0	8,5	7,9	
	611	22	21	17	21	20,2	
	744	43	42	41		42	
	863	86	82	86		85	
	998	170				170	
	1116	230				230	
-15,7°	376	0,4	0,3	0,2	0,2	0,28	
	494	1,7	1,7	1,7		1,7	Bei 1729 kg erfolgt der Sturz des Hebelendes, darauf wurde der Druck auf 1600 kg erniedrigt und die stationäre Geschwindigkeit 44 gemessen. Steigerte man jetzt den Druck wieder auf 1729, so stürzte das Hebelende nicht ab, sondern bewegte sich ziemlich gleichmäßig abwärts. Der Sturz trat erst bei 1787 kg ein. Bei Wiederholung wurde dasselbe gefunden.
	611	6,3	6,2	6,0	6,5	6,2	
	744	16	17	18		17	
	863	29	28	27		28	
	998	38	34	32		35	
	1116	46	43			45	
	1238	40	29			35	
	1361	30	30			30	
	1611	60	60			60	
-21,7°	376	0,2	0,3	0,1	0,1	0,18	
	494	0,4	0,4	0,2	0,2	0,3	
	611	0,6	0,5	0,5	0,5	0,5	
	744	3,0	3,7	3,5	4,0	3,5	
	863	12	11	11	10 11	11	Bei der Drucksteigerung auf 2100 kg erfolgte der Sturz, bei 2000 bewegte sich das Hebelende gleichförmig.
	998	21	19	20		20	
	1116	34	26	29	34	31	
	1175	40	40			40	
	1303	67	63			65	
-30,0°	1611	27	23	24		25	Nachdem das Hebelende bei 2237 kg 2 Min. lang mit einer Geschwindigkeit von 220 Sct. pro Minute sich gesenkt hatte, trat der Sturz ein. Nach Erniedrigung des Druckes auf 2000 trat bei Drucksteigerung auf 2237 kg wiederum der Sturz ein.
	998	2,2	1,9	2,3		2,1	
	1303	11	11			11	
	1611	34	36			35	
	1929	73	88			80	
	2237	220	220			220	

Die Uebereinstimmung der unmittelbar nacheinander gemessenen Geschwindigkeiten zeigt, dass der Druckstift bei einer bestimmten Temperatur und einem bestimmten Druck sich mit stationärer Geschwindigkeit im Eise fortbewegt. Erniedrigt man aber den Druck, so sinkt der Druckstift bei demselben Druck immer mit kleinerer Geschwindigkeit, als vorher bei steigendem Druck. Diese Erscheinung ist eine ganz allgemeine, die bei allen untersuchten Stoffen auch bei den amorphen sich gezeigt hat. Bei steigenden Drucken bewegt man sich auf einer Aufflusscurve, welche diejenige überlagert, auf der man sich bei fallenden Drucken bewegt. Im allgemeinen haben die Aufflussgeschwindigkeiten, die bei steigenden Drucken bestimmt wurden, die Neigung, mit der Zeit abzunehmen, während die bei fallenden Drucken bestimmten Ausflussgeschwindigkeiten die Tendenz, mit der Zeit zu wachsen, besitzen.

Bei -15° und -21° nimmt die Geschwindigkeit bei 1233 bez. 1611 kg, also kurz vor den Belastungen, die den Sturz des Hebels hervorrufen, erheblich ab. Man könnte glauben, dass sich hier eine kleine Menge einer anderen Eismodification, die bedeutend zäher als das gewöhnliche Eis ist, gebildet hat, aber merkwürdigerweise zeigt sich diese Erscheinung bei -28° nicht.

Die stationäre Geschwindigkeit wird sowohl vom Druck als auch der Temperatur in ganz ungewöhnlichem Maasse beeinflusst. Am leichtesten übersieht man diesen Einfluss in der Tab. II, in welcher die graphisch interpolirten Geschwindigkeiten in Scalenteilen pro Minute aufgeführt sind.

Tabelle II.

p kg t°	$-5,7$	$-10,7$	$-15,7$	$-21,7$
100	0,9	0,03	—	—
200	4,1	0,3	—	—
300	11,8	2,0	0,1	—
400	22,5	4,1	0,3	0,15
500	49,5	8,3	1,5	0,3
600	95,0	19	5,1	0,5
700	—	34	12,6	2,5
800	—	60	22,0	7,0
900	—	101	—	13,5
1000	—	170	—	20,5
1100	—	—	—	30
1200	—	—	—	53
1300	—	—	—	65

Ein Druckzuwachs von 100 kg bringt in der Regel einen Geschwindigkeitszuwachs um das Doppelte der vorhandenen Geschwindigkeit hervor, bei kleineren Drucken ist die Zunahme sogar noch grösser. Auch der Temperatureinfluss auf die Geschwindigkeit bei constantem Druck ist ein ganz ungewöhnlich grosser. Es genügt eine Temperaturerhöhung von $-15,7^{\circ}$ auf $-5,7^{\circ}$, um die Geschwindigkeiten auf das 100- bis 20 fache ihres Wertes anwachsen zu lassen. Mit abnehmen der Temperatur wird der Temperatureinfluss etwas kleiner. Es erinnert die starke Abhängigkeit der Viscosität des Eises an die unterkühlter Flüssigkeiten in der Nähe des Temperaturintervalles ihrer Erweichung bez. Erstarrung, über die früher¹⁾ einige Messungen angestellt wurden. Die landläufige Meinung, dass ein krystallisirter Stoff bei Annäherung an seinen Schmelzpunkt erweicht, ist in dem Sinne, dass die Viscosität solcher Stoffe mit der Annäherung an ihre Schmelzcurve stark abnimmt, als richtig anzuerkennen, obwohl sie sich auf Erfahrungen stützt, wie die Erweichung von Pech, Wachs und ähnlichen nicht definirten Gemengen, die zum Teil oder vollständig amorph sind, und demnach bei solchen Schlüssen nicht in Betracht gezogen werden dürften.

Die Drucke, bei denen ein discontinuirliches Anwachsen der Ausflussgeschwindigkeiten stattfindet, sind bei verschiedenen Temperaturen folgende.

Tabelle III.

t°	Druck, bei dem der Hebelsturz eintrat, in kg pro 1 qcm	Höchster Druck, bei dem noch eine stationäre Geschwindigkeit gemessen wurde	Schmelzdruck ²⁾ in kg pro 1 qcm	Δ
- 5,7	665	642	678	+13
- 10,7	1130	1116	1225	+95
- 15,7	1729	1611	1681	-14
- 21,7	2100	2000	2170	+70
- 27,6	2240	2220	—	—

Vergleicht man die Drucke, bei denen der Hebelsturz eintrat, mit den Schmelzdrucken, so sieht man, dass bald jene

1) Zeitsch. f. phys. Chem. 28. p. 17—32. 1899.

2) Ann. d. Phys. 2. p. 1. 1900.

grösser sind als diese, bald auch das umgekehrte Verhältniss eintritt. Berücksichtigt man, dass kleine Temperaturfehler erhebliche Abweichungen der Drucke hervorrufen, und dass die Messung der Drucke am Hebelapparat ungenauer als am Manometer, weil am Drehpunkte des Hebels nicht unerhebliche Reibungswiderstände zu überwinden sind, so steht nichts der Folgerung im Wege, dass der Hebelsturz gerade bei den Schmelzdrucken eintritt.

Wie oben bemerkt, wurde auf das Eis etwas Quecksilber gegossen, um die bessere Herstellung der Badtemperatur im Druckstift zu bewirken. War Luft zwischen der Cylinderwand und den Drucküberträgern, so trat der Hebelsturz schon unter folgenden Bedingungen ein.

Tabelle IV.

t°	Druck, bei dem der Hebelsturz eintritt, in kg pro 1 qcm	Höchster Druck, bei dem noch eine stationäre Geschwindigkeit gemessen wurde	Schmelzdruck in kg pro 1 qcm
- 2,0	38	30	268
- 4,0	54	45	502
- 10,7	930	840	1225
- 21,7	1100 bez. 1300	1000	2170

Dem Umstande entsprechend, dass bei diesen Versuchen die Temperatur des Druckstiftes bedeutend höher als die Badtemperatur war, tritt der Hebelsturz bei bedeutend kleineren Drucken ein. Die Versuche der Tab. IV waren mit einem Druckstift ausgeführt, der eine kleinere ringförmige Ausflussöffnung, nur 0,0064 qcm, frei liess als der Druckstift, mit dem die Versuche der Tab. III ausgeführt waren, und trotzdem ist unter der breiteren Basis der Hebelsturz bei kleineren Drucken als unter der kleineren Basis, der die grössere Ausflussöffnung entspricht, eingetreten.

Innerhalb der Temperatur- und Druckgrenzen, auf die sich jene Versuche beziehen, wachsen die Ausflussgeschwindigkeiten continuirlich bei Temperatur- und Drucksteigerungen, bis man an der Schmelzcurve des Eises anlangt, hier aber tritt ein sprunghaftes Anwachsen der Ausflussgeschwindigkeit ein, was auch vorauszusehen war.

Da nach Poynting und W. Ostwald das Eis, wenn es so gepresst wird, dass seine Schmelze leicht abfliessen kann, bei sehr viel niedrigeren Drucken als den Schmelzdrucken schmelzen soll, so wurden noch Versuche unter Bedingungen angestellt, die den Abfluss des eventuell gebildeten Wassers besonders erleichtern und das Gebiet kleinerer Drucke der Messung zugänglich machen. Zu diesem Zweck diente ein Druckstift mit kegelförmiger Druckfläche, dessen Längsschnitt in Fig. 2 wiedergegeben ist. Die Grundfläche des Kegels maass 0,1599 qcm, entsprechend dem Durchmesser der Kegelbasis $4,50 \pm 0,03$ mm und der Scheitelwinkel des Kegels betrug 78° . Da der Querschnitt der Cylinderbohrung, wie früher, 0,1988 qcm betrug, so war der Querschnitt der ringförmigen Ausflussöffnung 0,0389 qcm fast dreimal so gross als bei der ersten Versuchsreihe. Dazu kommt noch die den Ausfluss begünstigende Form des Druckstiftes.

Tabelle V.

	p in kg pro 1 qcm	Geschwindigkeit in Scalenteilen pro 1 Min.					Mittel
$t = -10,7^\circ$	63	1,5	1,5	1,3	1,4		1,4
	134	3,0	2,5	2,2			2,6
	204	4,0	4,0	3,8			3,9
	294	10,5	11,5	10,0	9,0		10,2
	333	23	23	22	20		22
	403	44	36	35			38
$t = -21,7^\circ$	63	0,0	0,0	0,0			0,0
	134	0,35	0,6	0,6	0,6	0,5	0,57
	204	1,3	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
	274	4,0	4,0	5,0	3,5	4,0	4,1
	333	7,0	7,0	7,0	6,5		6,9
	368	8,0	8,5	8,0			8,2
	437	16,0	15,0	16,0			15,7
	574	42,0	40,0	36,0			39
	709	85	85				85
	1002	220					220
	1160	300					300

Ein discontinuirliches Anwachsen der Ausflussgeschwindigkeiten ist nirgends eingetreten. Lange bevor der Hebelsturz eingetreten wäre, wurden die Geschwindigkeiten so gross, dass sie nicht mehr bequem verfolgt werden konnten. Würde eine

zweite Schmelzcurve des Eises existiren, so hätte der Hebelsturz bei $-10,7^{\circ}$ unter dem Drucke von 118 kg eintreten sollen. Bei $-21,7^{\circ}$ wäre man berechtigt, den Hebelsturz bei Ueberschreitung des Druckes von 230 kg zu erwarten. Bei diesen Drucken ist Nichts zu bemerken, was auf eine Schmelzung des Eises deuten könnte. Auf die Ueberlegungen, die zur Vermuthung der Existenz einer zweiten Schmelzcurve geführt haben, wird im folgenden Capitel näher eingegangen werden.

Ueber die Geschwindigkeit des Sinkens von Stahlcylindern in Eisplatten sind früher bei kleinen Drucken einige Versuche von Pfaff¹⁾ und Th. Andrews²⁾ angestellt worden. Zur Entscheidung der Frage nach der Abhängigkeit der Plasticität von der Temperatur und der Grösse der deformirenden Kraft können diese Versuche kaum herangezogen werden. Dass es im Eise bestimmte Richtungen giebt, nach denen die Schichten viel leichter verschiebbar sind als nach anderen Richtungen, ist von O. Mügge³⁾ festgestellt worden.

All diese Versuche, sowie die Beobachtungen in der Natur an Gletschern, Schnee und Eismassen lehren, dass die innere Reibung des Eises verhältnismässig gering ist und mit der Annäherung an seine Schmelzcurve schnell abnimmt. Die neuen Versuche illustriren dieses Verhalten des Eises durch untereinander vergleichbare Zahlenwerte und zeigen, dass die innere Reibung des Eises bei constanter Temperatur mit steigendem Druck schnell abnimmt, während bei einigen anderen Stoffen, dem Naphtalin und Piperin, bei höheren Drucken nach einer Abnahme der inneren Reibung, eine Zunahme derselben bei Drucksteigerung constatirt wurde. Das Eis ist also zum Fliesen wie geschaffen.

Die Ableitung der zweiten Schmelzcurven nach J. H. Poynting und W. Ostwald.

Die Coordinaten der zweiten Schmelzcurve des Eises suchte Poynting durch Ausführung eines isothermen Kreis-

1) Pfaff, Sitzungsber. d. phys.-med. Soc. Erlangen, Heft 7. p. 72. 1875.

2) Th. Andrews, Proc. Roy. Soc. 1892.

3) O. Mügge, Jahrb. f. Mineralogie u. Geologie 2. p. 211. 1895.

processes zu bestimmen. Wird auf dem Eise der Druck in der Weise gesteigert, dass das eventuell gebildete Wasser abfließen kann, so beträgt die Arbeit bei der Schmelzung der Masseneinheit, wenn die Schmelzung wirklich eintritt, Pv_p'' . Darauf wird das unterkühlte Wasser auf den Druck p gebracht und die Krystallisation unter einem dicht schliessenden Stempel eingeleitet, die Arbeit beträgt jetzt $p(v_p' - v_p'')$. Bringt man darauf das Eis auf den Druck P , so ist der Kreisprocess vollendet und setzt man die Schmelzwärme beim Druck P gleich der negativen Krystallisationswärme beim Druck p und vernachlässigt auch den Unterschied der Compressionsarbeiten bei der Compression des Wassers von P auf p und der Dilatation des Eises bei der Druckerniedrigung von p auf P , so folgt:

$$Pv_p'' - p(v_p' - v_p'') = 0,$$

oder

$$P = \frac{v_p' - v_p''}{v_p''} p.$$

Berücksichtigt man, dass

$$\frac{dT}{dp} = \frac{v' - v''}{R} T,$$

so folgt

$$\frac{dT}{dP} = \frac{v''}{R} T.$$

Da die Differenz der Volumen des Wassers und Eises ungefähr 0,1 des Eisvolumens beträgt, so ist das dT/dP der zweiten Schmelzcurve gegen 10 mal grösser als das dT/dp der bekannten Schmelzcurve.

Man bemerkt, dass die Schlüsse Poynting's mit der Annahme, dass beim Druck P wirkliche Schmelzung eintritt, stehen und fallen. Diese Annahme ist aber eine ganz willkürliche. Das Ganze läuft auf eine *petitio principii* heraus.

Die willkürliche Annahme Poynting's hat Ostwald durch einen Beweis, dass bei Ueberschreitung des Druckes P die Schmelzung eintreten muss, zu ersetzen gesucht. Den Haupttheil dieses Beweises aber hat Ostwald gerade sehr kurz, als einen selbstverständlichen Analogieschluss, behandelt. Infolge dessen hat sich gerade hier ein Fehler, der alle weiteren Folgerungen in Frage zieht, eingeschlichen.

Steigert man den Druck auf einem Zweiphasensystem, bestehend aus Flüssigkeit und Dampf, so verschwindet der Dampf und damit der reale Druck desselben. Trotzdem kann man mit N. Schiller¹⁾ von einer Dampfspannung der Flüssigkeit unter einem Drucke, der höher ist als diese Dampfspannung, sprechen, obwohl diese Dampfspannung nicht mehr messbar ist. Diese Dampfspannungen wollen wir als virtuelle zum Unterschiede von den reellen bezeichnen. Zeichnet man nun auf der (T, π) Ebene (Fig. 5) die reellen Dampfspannungscurven eines Krystalles und einer Schmelze π'' und π' , deren nicht absolut stabilen Stücke punktirt gezeichnet sind, und für einen beliebigen Druck p ihre virtuellen Dampfspannungscurven $\pi'' + \Delta\pi''$ und $\pi' + \Delta\pi'$, so schneiden sich die beiden reellen Curven im Punkte A und die beiden virtuellen im Punkte B . Errichtet man Senkrechte, deren Länge proportional den Drucken π und p sind, in den Punkten A und B , so giebt die Projection der durch die oberen Endpunkte dieser Senkrechten gehenden Curve auf der (p, T) Ebene die bekannte Schmelzcurve.

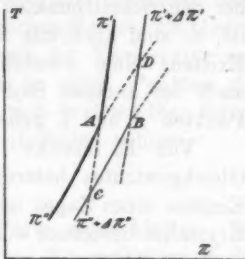


Fig. 5.

Ferner bemerkt man noch die beiden Schnittpunkte C und D . In C schneidet die virtuelle Dampfspannungscurve des Eises das nicht absolut stabile Stück der Curve des unterkühlten Wassers und in D die virtuelle Curve des Wassers das nicht absolut stabile Stück der Dampfspannungscurve des nicht realisirbaren „überhitzten“ Eises. Ostwald steht nicht an, im Auftreten der Schnittpunkte C und D den Beweis für die Existenz von Gleichgewichten einerseits zwischen dem unterkühlten Wasser unter einem Druck der Curve π' und dem Eise unter dem Druck P und andererseits zwischen dem überhitzten Eise unter einem Druck der Curve π'' und dem Wasser unter dem Druck P zu sehen, und schliesst dann weiter, dass, wenn der Druck P überschritten wird, das Eis schmelzen würde, da seine Dampfspannung dann die des unterkühlten Wassers bei

1) N. Schiller, Wied. Ann. 53. p. 396. 1894.

derselben Temperatur übertreffen würde und infolge dessen das Eis unter dem Druck P in das unterkühlte Wasser unter dem Druck π' destilliren müsste.

Nun sind aber Schlüsse auf eventuell auftretende Gleichgewichte aus Schnittpunkten von Dampfspannungscurven nur dann zulässig, wenn die beiden sich schneidenden Teile der Curven absolut stabilen Gleichgewichten angehören. Da aber bei den Schnittpunkten C und D diese Bedingung nicht erfüllt ist, so sind auch alle ferneren Schlüsse nicht zulässig und die Existenz einer zweiten Schmelzcurve sowohl beim Eise als auch bei anderen Stoffen, die durch die Senkrechten in den Punkten A und C gehen sollte, nicht bewiesen.

Von E. Riecke¹⁾ ist auf Grundlage der Theorie des Gleichgewichtes heterogener Systeme von J. W. Gibbs der Einfluss eines Zuges oder Druckes auf den Schmelzpunkt eines Krystalles berechnet worden. Vor allem ergibt sich im Gegensatz zur Ableitung von Ostwald, dass der Schmelzpunkt des Krystalles sowohl bei der Wirkung von comprimirenden als auch von dilatirenden Kräften erniedrigt wird. Ferner ist der quantitative Einfluss jener Kräfte auf den Schmelzpunkt sehr viel kleiner als nach Poynting und Ostwald. Bezeichnet ΔT die Aenderung des Schmelzpunktes, wenn eine Kraft P_a parallel der Axe a eines Krystalles wirkt, v'' sein spezifisches Volumen, R die Schmelzwärme in mechanischem Maasse, T_0 die absolute Schmelztemperatur und E_a den Elasticitätscoefficienten in der Richtung parallel der krystallographischen Axe a , so ist:

$$\Delta T = - \frac{1}{2} \frac{v'' T_0}{R E_a} P_a^2.$$

Demnach ergibt sich nach E. Riecke die Aenderung des Eisschmelzpunktes pro 1 kg der pro 1 qcm wirkenden Kraft P_a zu:

$$\Delta T = - 0,0000036 P_a^2.$$

Ausserdem behandelte E. Riecke noch den Fall, dass das Krystall einem allseitig gleichen Druck P unterworfen ist, während in der Schmelze desselben der Druck p herrscht.

1) E. Riecke, Wied. Ann. 54. p. 731. 1895.

Nach einer kleinen Umformung der Endformel E. Riecke's ergibt sich

$$dP = dp.$$

Damit ein Gleichgewicht bestehen kann, muss also einer Druckänderung im Krystall eine gleiche Druckänderung in der Schmelze folgen. Um die Berührung beider Phasen realisiren zu können, müssen die beiden Drucke p und P gleich anfangs gleichgemacht werden. Man kommt also zum bekannten Satz, dass wenn ein Stoff in zwei Phasen vorhanden ist, als Gleichgewichtsbedingung neben der Gleichheit der Temperatur notwendig die Gleichheit des Druckes in allen Punkten des Systemes bestehen muss, auch wenn sich in demselben irgend welche feste, halbdurchlässige Wände befinden sollten.

Phosphor.

Der gelbe Phosphor wurde in Form einer kleinen, den Druckcylinder fast füllenden Stange von 2,5 cm Länge in den Druckcylinder eingeführt, mit einigen Tropfen Wasser bedeckt und der Apparat zum Versuch vorbereitet. Nachdem der Phosphorcylinder unter dem Druck von 700 kg im Druckcylinder zusammengedrückt war, wurde der Druck auf 1 kg erniedrigt und nach 1 Stunde mit den Messungen bei steigendem Druck begonnen. Bei abnehmendem Druck sind sämtliche Geschwindigkeiten, wie bei allen untersuchten Stoffen, bedeutend kleiner als bei steigendem Druck. Der Durchmesser der planen Druckfläche des Druckstiftes betrug $4,95 \pm 0,01$, der Durchmesser des Cylinders betrug $5,033 \pm 0,004$ mm. Woraus für den Querschnitt der ringförmigen Ausflussöffnung $0,0064$ qcm folgt.

Das dT/dp der vermuteten zweiten Schmelzcurve des Phosphors würde sich zu $0,8^\circ$ pro 1 kg Druck berechnen, die Schmelzung sollte also, da der Schmelzpunkt des gelben Phosphors bei $44,2^\circ$ liegt, bei 20° unter dem Druck von 30 kg pro 1 qcm und bei 0° unter dem Druck von 55 kg pro 1 qcm beginnen. Doch war bei 20° unter dem Druck von 90 kg und bei 0° unter dem Druck von 210 kg keine Senkung des Druckstiftes im Verlaufe von 30 Min. bemerkbar. Die Bewegung des Druckstiftes beginnt erst bei höheren Drucken und wächst dann mit dem Druck schnell an, ähnlich wie beim Wasser.

Tabelle VI.

Temperatur	Druck in kg pro 1 qcm	Ausflussgeschwindigkeiten in Scalenteilen pro Min.				Mittel
20,0°	90	0,00	0,00			0,00
	150	0,1	0,07	0,07		0,08
	210	0,4	0,55	0,55		0,5
	260	2,2	1,9	2,7	2,7	2,4
	380	19	21	19		20
	440	48	40	38		42
	680	138	200			161
0,0°	210	0,00	0,00			0,00
	260	0,2	0,2	0,3		0,23
	380	1,2	1,0	1,0		1,1
	680	9,0	9,0	8,0		8,6
	980	18	18			18
	1280	38	36	32	32	34
	1580	57	68	60		62

Naphtalin.

Die Beschickung des Apparates erfolgte wie bei Phosphor mit demselben Druckstift. Anfänglich wurde bei 1800 kg comprimirt und vor Beginn der Messungen 1 Stunde gewartet. Die Messungen wurden bei steigendem Druck ausgeführt und zwar zuerst bei 17,5°, dann bei 61,5°, 70,5° und schliesslich bei 37,5°. Mit steigendem Druck nehmen die Geschwindigkeiten zuerst zu, dann aber mit Ausnahme der Werte bei 37,5° ab. Die Ausflussgeschwindigkeiten haben also in ihrer Abhängigkeit vom Druck ein *deutliches Maximum*. Beim Uebergange von 17° auf 61° steigen die Geschwindigkeiten stark an, während sie sich bei der Temperatursteigerung von 61° auf 70° und von 17° auf 37° wenig ändern. Es hängt diese Abnormität wohl mit dem Umstande zusammen, dass bei den Versuchen bei 37° und 70° die erniedrigende Wirkung der hohen vorhergegangenen Drucke sich bemerkbar macht. Die Versuche wurden alle mit derselben Füllung ausgeführt, zum Schlusse derselben fand sich unter dem Druckstift ein klarer Naphtalincylinder und im Raum zwischen der Cylinderwand und der Verengung des Druckstiftes eine Menge von bröckligen Naphtalinringen.

Das dT/dp der zweiten Schmelzcurve des Naphtalins würde 0,21° pro 1 kg Druck betragen. Da der Schmelzpunkt

des Naphtalins unter dem Druck von 1 kg bei 80° liegt, so sollte die Schmelzung bei 70° unter 50, bei 60° unter 100, bei 37° unter 200 und bei 17° unter 300 kg beginnen. Bei diesen Zustandspunkten findet aber keine Bewegung des Druckstiftes statt, während 20 Min. war eine solche nicht zu bemerken. Die Mittel der bei höheren Drucken bestimmten Geschwindigkeiten in Scalenteilen pro Minute findet man in der folgenden Tabelle.

Tabelle VII.

Druck in kg pro 1 qcm	17,5°	37,5°	61,5°	70,5°
380	0,007	0,02	1,5	0,7
500	0,5	—	4,2	3,2
620	0,8	0,9	7,3	—
680	—	—	—	10
740	0,8	—	19	—
860	—	1,2	—	14
980	2,0	—	24	—
1100	—	1,4	28	27
1220	3,0	—	38	—
1280	—	1,5	—	33
1460	—	—	37	40
1580	2,6	4,7	24	25
1800	2,8	—	—	20

Piperin.

Um ein Bild über die Temperaturabhängigkeit der Viscosität eines Stoffes im krystallisirten und amorph-flüssigen Zustande zu erhalten, wurde das Piperin untersucht, weil das Maximum der Kernzahl seiner unterkühlten Schmelze bei 40° liegt und seine Krystallisationsgeschwindigkeit eine kleine ist.¹⁾ Infolge dessen kann der Stoff bei Temperaturen unter 30° leicht längere Zeit hindurch amorph erhalten werden. Der Schmelzpunkt des krystallisirten Stoffes liegt bei + 127°.

Es wurden die Ausflussgeschwindigkeiten des krystallisirten Piperins von 0° bis 100° und die des amorphen von 0° bis 30° mit dem Druckstift, dessen Dimensionen bei den Eisversuchen (Tab. I) angegeben sind, bestimmt. Es ergab sich, dass die Ausflussgeschwindigkeiten des Krystallisirten sich mit der Temperatur viel weniger ändern als die des amorphen. Die

1) Zeitschr. f. phys. Chem. 25. p. 451. 1898.

Ausflussgeschwindigkeit des Krystallisirten bei 100° übertrifft die bei 0° um etwa das 80fache, während die Beweglichkeit des flüssig-amorphen von 100° bis 0° um das 80 millionenfache abnimmt. Infolge dessen ist es möglich, dass unterhalb 0° die Ausflussgeschwindigkeit des amorphen kleiner wird als die des Krystallisirten. Fig. 6 giebt einen Ueberblick über die

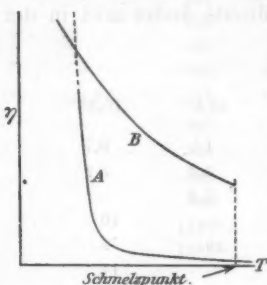


Fig. 6.

Temperaturabhängigkeit der Viscosität η eines Stoffes im krystallisirten und flüssig-amorphen Zustande. Die Curve *A* giebt die Viscosität des flüssig-amorphen Stoffes und die Curve *B* die des krystallisirten ohne Rücksicht auf die Richtung im Krystall.

Die neuen Messungen der Ausflussgeschwindigkeiten des amorphen Piperins zwischen 0° und 30° und die früheren¹⁾ Messungen der Fallgeschwindigkeiten einer Platinkugel in

flüssigem Piperin zwischen 100° und 40° geben in Verbindung mit den Messungen der Bewegungsgeschwindigkeit eines dünnen Glasfadens unter Einfluss kleiner Kräfte zwischen 30° und 50° ein Bild von der Aenderung der Viscosität beim Uebergange von flüssig zu weich und von weich zu hart. Der Vereinigung all dieser Messungen in eine Tabelle, welche die Abhängigkeit der Viscosität des flüssigen Piperins von 100° bis 0° geben würde, steht der Umstand entgegen, dass die Beweglichkeit des als „weich“²⁾ zu bezeichnenden Piperins bei 30° ausserordentlich schnell beim Wachsen der bewegenden Kraft abnimmt. Während sich die Glasfaden von 0,48 mm Durchmesser bei 30° unter der treibenden Kraft von 0,213 kg pro 1 qcm 1,02 mm in 1864 sec bewegte und diese Geschwindigkeit bei Abnahme des Zuges proportional demselben abnahm, bewegte sich der Druckstift unter dem Druck von

1) Zeitschr. f. phys. Chem. 28. p. 21. 1899.

2) Als weich ist das Piperin bei 30° zu bezeichnen, weil eine Kraft von 2 kg pro 1 qcm noch gerade den Glasfaden bei 30° in Bewegung setzen kann, die halbe Kraft bringt Bewegung erst bei 32° hervor. Bei -20° ist das amorphe Piperin spröde und platzt beim Abkühlen im Glasrohr von den Wänden desselben.

1000 kg pro 1 qcm um nur 0,258 mm in 60 sec. Reducirt man die Geschwindigkeit des Glasstabes auf diese Geschwindigkeit, so findet man, dass zur Erreichung derselben schon eine Kraft von 1,6 kg genügt. Die Kräfte von 1000 kg und 1,6 kg bewegen also, allerdings unter verschiedenen Umständen, verschieden gestaltete Körper bei gleicher Temperatur mit gleicher Geschwindigkeit im weichen Piperin.

Betreffs der Abhängigkeit der Ausflussgeschwindigkeiten vom Druck bemerkt man, dass bei den grösseren Ausflussgeschwindigkeiten des amorphen Piperins bei 25° und 30° und des krystallisirten bei 100° ein sehr deutliches Maximum in Abhängigkeit vom Druck auftritt. Dieses Maximum kann als sicher festgestellt betrachtet werden, weil die Geschwindigkeiten nach nicht sehr erheblichen Druckänderungen fast stationär sind. Wird der Druck stärker erniedrigt, so zeigen die Beobachtungen bei 25°, dass die Geschwindigkeiten mit der Zeit ansteigen, wird der Druck erhöht, so nehmen dieselben mit der Zeit ab, und zwar um so mehr, je grösser die vorhergehende Druckänderung war. Die kleinen Ausflussgeschwindigkeiten ändern sich bei Druckänderungen auffallend wenig, beim krystallisirten Piperin sind dieselben sehr unregelmässig.

Tabelle VIII.

Piperin, amorph.

Temperatur	Druck in kg pro 1 qcm	Ausflussgeschwindigkeiten in Scalenteilen pro Min.				Mittel
0,0°	1611	0,1	0,17	0,1	0,07	0,11
	1929	0,27	0,23	0,25		0,25
	2247	0,2	0,2	0,2	0,2	0,20
10,0°	1308	0,1	0,2	0,0	0,3	0,25
	1611	0,2	0,25	0,15	0,2	0,20
	1929	0,25	0,2	0,2	0,2	0,21
15,0°	1308	0,4	0,3	0,6	0,3	0,4
	1611	0,3	0,3	0,5	0,2	0,38
	1929	0,5	0,25	0,7	0,3	0,44
	2247	0,6	0,7	0,9	0,8	0,50
20,0°	667	0,9	0,7	0,4	0,7	0,68
	998	1,6	1,5	1,2	1,4	1,4
	1308	1,3	1,5	1,7	1,3	1,4
	1611	2,0	1,8	1,6	1,6	1,7
	1929	1,5	2,0	1,0	1,7	1,6

Tabelle VIII (Fortsetzung)

Temperatur	Druck in kg pro 1 qem	Ausflussgeschwindigkeiten in Scalenteilen pro Min.				Mittel
25,0°	257	12,0	10,5	11,5	12	11,5
	376	17	16	17		16,7
	677	18	11	12		12,0
	998	14	11	10		11,7
	1308	11	10	9	9	9,8
	1611	9	9	9		9,0
	677	7	8	8	8	8,0
	257	10	11	13	14	12,0
	998	19	13	11		—
	1611	13	11			—
	2247	12	11			11,0
	257	6	9	10	14	6,7
	114	6	7	7		3,5
	63	3,5	3,5	3	4	—
30,0°	63	17	15	15		15,7
	165	66	72			69
	257	82	93	85		87
	376	100				100
	677	90				90
	998	59	58	57	54	57
Piperin, krystallisirt.						
100,0°	677	4,0	4,5	3,5	3,0	3,7
	998	5,7	5,4	5,0	4,1	5,0
	1308	4,2	4,8	5,1	3,9	4,5
	1611	3,0	5,5	4,3	4,2	4,2
50,0°	376	0,0	0,0	0,0		0,0
	677	0,2	0,1	0,2		0,17
	998	0,1	0,3	0,3	0,0	0,17
	1308	0,3	0,2	0,2	0,1	0,2
	1611	0,1	0,4	0,0	0,2	0,17
	1929	0,3	0,2	0,0	0,3	0,20
0,0°	376	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0
	677	0,1	0,4	0,0	0,2	0,17
	998	0,1	0,2	0,0	0,0	0,08
	1308	0,1	0,0	0,2	0,1	0,10
	1611	0,1	0,0	0,0	0,1	0,05
	1929	0,1	0,0	0,0	0,1	0,05

Bestimmung von Umwandlungsdrucken aus den Ausflussgeschwindigkeiten.

Es scheint nicht ohne Interesse, die Frage zu beantworten, ob es nicht möglich wäre durch Messungen der Geschwindigkeit der Stempelsenkungen die Umwandlungsdrucke zu bestimmen und in dieser Weise die Umwandlungscurven zu verfolgen. Dieses Verfahren hätte vor dem in hermetisch dicht schliessenden Gefässen den Vorzug, dass man mit einem geeignet construirten Hebelapparat bis zu Drucken gegen 10000 kg gehen könnte und dass zur Druckmessung selbst keine weiteren Hilfsapparate nötig wären. Wie man im Folgenden sehen wird, ist dieses Verfahren zur Verfolgung von Umwandlungscurven anwendbar. Doch ist die Auffindung des Gleichgewichtsdruckes viel schwieriger als beim Verfahren in hermetisch schliessenden Gefässen, und da häufig sich der Beginn der Bildung der neuen Phase verzögert, so sind auch die Druckgrenzen, in die der wahre Gleichgewichtsdruck fallen muss, viel weiter, als wenn der Gleichgewichtsdruck für ein System, in dem schon beide Phasen vorhanden sind, aufgesucht wird.

Bildet sich bei der Ueberschreitung einer Umwandlungscurve bei steigendem Druck und constanter Temperatur eine neue polymorphe Modification unter Volumenverkleinerung, so wäre zu erwarten, dass eine besonders starke Senkung des Druckstiftes eintritt, da sich zur Senkung des Druckstiftes infolge des Ausflusses noch die wegen der Umwandlung addirt. Berücksichtigt man aber, dass sich durch die Umwandlung die Zähigkeit des Stoffs und damit die Ausflussgeschwindigkeit desselben stark ändern können, so ist ein plötzliches Anwachsen der Druckstiftsenkung nach Bildung der neuen Modification nicht notwendig, besonders da der am Hebel gemessene Druck sich nicht in der ganzen Masse gleichmässig verteilt. Infolge dessen ist in diesem Falle nach eingetretener Umwandlung auch eine plötzliche Abnahme der Druckstiftsenkung möglich, begleitet von einer beständigen Abnahme der Geschwindigkeit mit der Zeit. Diesem Verhalten der Ausflussgeschwindigkeiten bei steigendem Druck würde eine plötzliche Abnahme derselben nach Bildung des Stoffs mit grösserem Volumen bei entgegengesetzter Ueberschreitung der Umwandlungscurve entsprechen, begleitet von mit der Zeit wachsenden

Geschwindigkeiten. Die erste Abnahme der Geschwindigkeit der Druckstiftsenkung kann unter Umständen auch in eine Bewegung des Druckstiftes in die entgegengesetzte Richtung übergehen. Das Ammoniumnitrat, dessen Umwandlungcurve früher¹⁾ nach dem gewöhnlich angewandten Verfahren festgelegt sind, schien geeignet, jenes Verfahren zu illustriren. Die Messungen bei 40, 50, 60 und 70° wurden mit einem Druckstift, dessen plane Druckfläche 0,1690 qcm betrug, und die bei 80° mit einem Druckstift von conischer Druckfläche, dessen Kegelbasis 0,1717 qcm betrug, in dem Druckcylinder, dessen Bohrung den Querschnitt 0,1988 qcm hatte, ausgeführt. In der Tab. IX findet man nur die Geschwindigkeiten der Druckstiftsenkungen für zwei Temperaturen, die das Verfahren illustriren sollen.

Tabelle IX.

Temperatur	Druck in kg pro 1 qcm	Ausflussgeschwindigkeiten in Scalenteilen pro Min.						
50,0°	405	3,0	3,0	3,0	3,0			
	531	10,0	12,0	13,0	12,0			
	595	25	31	34	29			
	642	53	55	14	16	15*		
	738	24	20	19	15	15		
	531	0,2	1,3	2,5	5,0	6,7	5,9	5,9**
	468	4,0	3,5	3,5	3,5	4,0	4,0	
	405	2,0	2,0	2,0	2,1			
	80°	126	0,1	0,2	0,1	0,3		
	192	0,7	0,8	0,8	0,8			
	280	5,0	5,0	5,3	4,8			
	347	13,0	12,0	13,0	13,0			
	411	30	24	16	13†			
	475	10	10	11				
	280	4,3	4,7	4,5				
	192	0,6	1,1	0,0	††			

* Eintritt der Umwandlung, der Umwandlungsdruck liegt also unter 642 kg.

** Eintritt der entgegengesetzten Umwandlung, der Umwandlungsdruck liegt also über 541 kg.

† Eintritt der Umwandlung, der Umwandlungsdruck liegt unter 411 kg.

†† Eintritt der entgegengesetzten Umwandlung, der Umwandlungsdruck liegt über 192 kg.

1) Wied. Ann. 68. p. 640. 1899.

Im untersuchten Zustandsfelde sind drei verschiedene polymorphe Krystallarten des Ammoniumnitrats absolut stabil, die Grenzen ihrer mit Ziffern bezeichneten Zustandsfelder, die früher¹⁾ festgelegt wurden, giebt das Diagramm (Fig. 7), in dasselbe sind noch die neuen Bestimmungen nach der dynamischen Methode, die in der Tab. X zusammengestellt sind, eingetragen. Die Kreuze geben die nach der statischen Methode bestimmten Coordinaten der Umwandlungscurven, die Pfeile geben die Druckgrenzen bestimmt nach der dynamischen

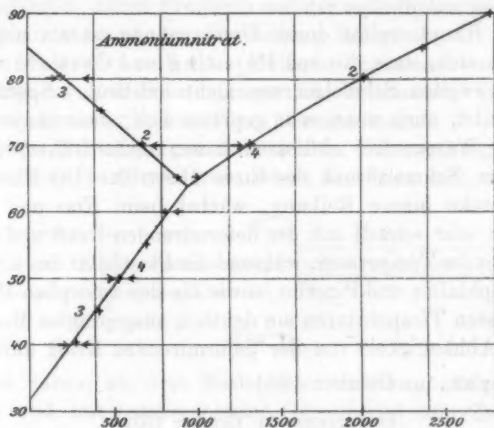


Fig. 7.

Methode, zwischen denen in der That die Gleichgewichtspunkte, die Kreuze, liegen.

Wegen der verzögerten Bildung der bei der Umwandlung neu auftretenden Phase sind die Druckgrenzen, zwischen denen die dynamisch bestimmten Umwandlungsdrucke liegen müssen, viel weiter als beim statischen Verfahren, bei dem sie nur einige Kilogramm betragen. Es liegt kein Grund vor, anzunehmen, dass beide Verfahren, wenn man die Beobachtungen, um die Verzögerungserscheinungen möglichst auszuschliessen, auf längere Zeiträume ausdehnen, oder sonst denselben durch geeignete Druckänderungen vorbeugen würde, zu merklich verschiedenen Resultaten führen würden.

1) Wied. Ann. 68. p. 641. 1899.

Tabelle X.

Temperatur	Dynamisch kg pro 1 qcm			Statisch kg pro 1 qcm
40,0°	zwischen 224	und	284	252
50,0	zwischen 541	und	642	550
60,0	unter 862			820
70,0	unter 738	und über	1220	667 und 1825
80,0	zwischen 192	und	411	220

Das Hauptresultat dieser Untersuchung ist ein negatives. Es ergab sich, dass die von Poynting und Ostwald vorausgesagten zweiten Schmelzcurven nicht existiren. Speciell das Eis schmilzt, auch wenn es so gepresst wird, dass das eventuell gebildete Wasser frei abfliessen kann, nicht früher, als der Druck den Schmelzdruck des Eises übertrifft. Die Plasticität, die reciproke innere Reibung, wächst beim Eise und gelben Phosphor sehr schnell mit der deformirenden Kraft und ebenso mit steigender Temperatur, während die Plasticität des krystallisirten Naphtalins und Piperins, sowie die des amorphen Piperins bei gewissen Temperaturen ein deutlich ausgeprägtes Maximum in ihrer Abhängigkeit von der deformirenden Kraft aufweisen.

Dorpat, im October 1901.

(Eingegangen 31. October 1901.)

9. *Frequenzbestimmung langsamer elektrischer Schwingungen;*
von K. E. F. Schmidt.

Walter König hat in diesen Annalen¹⁾ Methoden behandelt, welche in sehr eleganter Weise den Ablauf elektrischer Schwingungen, deren Frequenz mit der mittelhoher und tieferer Töne übereinstimmt, zur Darstellung bringt.

Im Folgenden soll eine Methode angegeben werden, um die Frequenz von Schwingungen zu bestimmen, welche mit der Frequenz sehr hoher Töne übereinstimmt.

Solche Schwingungen habe ich zu Untersuchungen, über welche ich in einer weiteren Arbeit berichten will, verwendet.

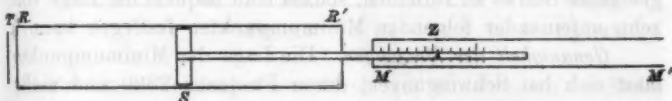


Fig. 1.

Es kam darauf an, eine Methode zu besitzen, welche einfach, schnell und mit entsprechender Genauigkeit zum Ziele führt.

Die Methode ist charakterisirt durch die Benutzung des Telephons zur Hervorrufung stehender akustischer Wellen in Glasröhren. Das Telephon wird durch die zu untersuchende Schwingung erregt und ruft die akustische Welle hervor; bestimmt man die Länge dieser Welle, so ist mit Hilfe der bekannten Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles die Schwingungszahl des Tones und damit die Frequenz der elektrischen Schwingungen festgelegt.

Die Versuchsanordnung, skizzirt durch Fig. 1, ist folgende: Vor dem 2,7 cm Durchmesser haltenden Glasrohre RR' befindet sich in 1–2 cm Abstand die Membran des von der Schwingung erregten Telephons T . In dem Rohr kann eine als Abschlussstempel dienende Metallscheibe S hin- und her-

1) W. König, Wied. Ann. 67. p. 533. 1899.

geschoben werden und mit Hilfe des über dem Maassstabe MM' streichenden Zeigers Z die jedesmalige Verschiebung gemessen werden.

Beim Hin- und Herschieben des Stempels treten Maxima und Minima der Tonstärke auf, welche man in der von Quincke¹⁾ angegebenen Weise zur Bestimmung der Wellenlänge des von der Telephonmembran angeregten Tones benutzen kann.

Besonders scharf lassen sich die Lagen des Stempels bestimmen, bei denen das Tonminimum auftritt; der Abstand zweier benachbarter Minima entspricht der halben Wellenlänge des erzeugten Tones.

Da der von mir benutzte Generator sehr gleichmässig ablaufende elektrische Schwingungen erzeugt, so bilden sich in dem Glasrohr stehende Wellen von grosser Regelmässigkeit aus; da man weiter die Intensität der Telephonströme leicht reguliren kann, so gelingt es auch leicht, den Membranbewegungen die geeignete Stärke zu verleihen, sodass man bequem die Lage von zehn aufeinander folgenden Minimumpunkten festlegen kann.²⁾

Genauigkeit der Messungen. Die Lage der Minimumpunkte lässt sich bei Schwingungen, deren Frequenz 2800 und mehr beträgt, ohne weiteres bis auf Bruchteile des Millimeters fixiren. Stellt man also den Abstand zwischen dem ersten und elften Minimum fest, so erhält man die Wellenlänge auf 0,1 Proc., in günstigen Fällen auf 0,05 Proc. genau. Für Schwingungen mit geringerer und wesentlich höherer Frequenz lässt sich dieser hohe Grad der Genauigkeit nicht erreichen; bei diesen beobachtet man Fehler in den Einzeleinstellungen bis zu 2 mm.

Zur Beurteilung der Genauigkeit theile ich folgende beliebig aus dem Journal gegriffene Zahlen mit:

$\lambda/2 = 4,678 \text{ cm.}$		$\lambda/2 = 10,38 \text{ cm.}$	
Lage des I. Min.	Lage des VI. Min.	Lage des I. Min.	Lage des V. Min.
16,60 cm	40,00 cm	25,81 cm	67,36 cm.
16,60	39,99	25,62	67,16
16,62	39,99	25,61	67,10

1) G. Quincke, Pogg. Ann. 128. p. 177. 1866.

2) Die bei den Versuchen von Quincke, Seebeck (Pogg. Ann. 139. p. 104 ff. 1870), Schneebeli (Pogg. Ann. 136. p. 296 ff. 1869) verwendeten Schwingungen der Stimmgabel lassen nur die Bestimmung der ersten Minimumpunkte zu.

Als Wert für die Geschwindigkeit des Schalles in der Röhre habe ich die Grösse $v = 32845 \text{ cm} \sqrt{1 + 0,00367 t}$ benutzt, wo t die in Celsiusgraden gemessene Lufttemperatur ist.¹⁾

Man kann übrigens auch die Kundt'schen Staubfiguren zur Bestimmung der Frequenz der Schwingungen benutzen. Die Regelmässigkeit der auf die beschriebene Weise mit dem Telephon erzeugten stehenden Wellen giebt Veranlassung zur Ausbildung ausserordentlich schöner Staubfiguren. Die Korkteilchen ordnen sich in scharf begrenzten Schichten an, welche senkrecht zur Rohraxe stehen und fast die Hälfte des Rohrquerschnittes ausfüllen; nach der Mitte des Rohres zu sind die Schichten keilförmig geschärft. Fig. 2a

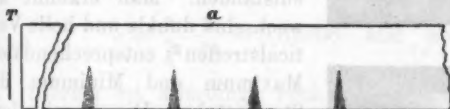


Fig. 2a.



Fig. 2b.

skizzirt einen Verticalschnitt durch vier Schichten an der Stelle eines Schwingungsbauches; Fig. 2b zeigt die Vorderansicht einer Schicht.

Wegen der grossen Regelmässigkeit, welche diese durch die Telephonmembran erzeugten Wellen besitzen, dürften sie sich sehr zum Studium verschiedener noch offener Fragen aus der Akustik eignen.

Für sehr langsame Schwingungen, so wie sie die üblichen Wechselstrommaschinen dem Kabelnetz elektrischer Centralen zuführen, versagt die angegebene Methode. Zur Bestimmung

1) Dieser Wert ist mit Hülfe der Formel

$$v = V \left(1 - \frac{\gamma}{2 r \sqrt{\pi \cdot n}} \right)$$

ermittelt, wo n = Frequenz, r = Rohrradius, V = Geschwindigkeit des Schalles in freier Luft, γ = Constante, die nach Kayser (Wied. Ann. 2. p. 236 ff. 1877) gleich 0,0235 gesetzt ist. Für V ist mit Wallner (Lehrbuch V. Aufl. 1. p. 939. 1896) der Mittelwert 33176 cm genommen.

der Frequenz verfährt man bei diesen mit Vorteil auf folgende Weise:

Man stellt photographische Aufnahmen von dem leuchtenden Faden einer mit Wechselstrom gespeisten Glühlampe¹⁾ her, wobei sich der photographische Apparat, an einem 2—3 m langen Pendel aufgehängt, in pendelnder Bewegung befindet; durch einen geeignet eingestellten Momentverschluss wird dafür ge-

sorgt, dass die Belichtung nur während eines Hin- oder Herganges geschieht.

Auf diesem Wege sind die in Fig. 3 reproducirten Bilder entstanden. Man erkennt abwechselnd dunkle und helle Verticalstreifen²⁾, entsprechend dem Maximum und Minimum der Stromstärke. Die verschiedene Länge der Bänder bei den drei Aufnahmen verdankt ihre Entstehung der verschieden langen Belichtungszeit mit Hilfe des Momentverschlusses. Es ist ersichtlich, dass man mit Hilfe derartiger Aufnahmen bequem die Belichtungszeit von Momentverschlüssen feststellen kann, wenn die Frequenz des Wechselstromes ermittelt ist.

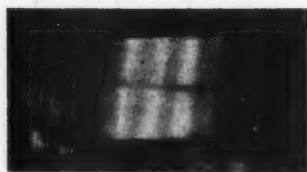
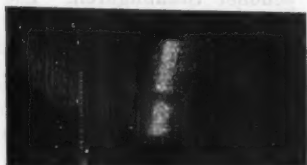


Fig. 3.

Photographirt man gleichzeitig über dieses Bild den Funken an der Unterbrechungsstelle des Betriebsstromes einer elektromagnetisch erregten Stimmgabel, so ist es leicht, die Frequenz des Wechselstromes, welcher die Lampe speist, auf folgendem Wege zu bestimmen. Man fixirt auf der Platte

1) Am besten eignen sich dazu Lampen mit einem Faden, sowie sie für photometrische Zwecke hergestellt werden.

2) Der auf der Figur auftretende dunkle Querstreifen rührt von einer Schliere im Glas der Glühlampe her.

zwei Stellen, wo das Funkenbild mit dem Maximum des Glühlampenlichtes coincidirt. Bestimmt man dann die Zahl der zwischen den fixirten Stellen liegenden Maxima und die der Funkenbilder, so kann man direct aus der bekannten Frequenz der Stimmgabel die des Wechselstromes herleiten. Eine auf die beschriebene Weise hergestellte Aufnahme ergab, dass das 7^{te} Lichtmaximum mit dem 9^{ten} Funken coincidirte, das 14^{te} Maximum mit dem 18^{ten} Funken; die Stimmgabel hatte 128 Schwingungen/sec; nennen wir die Zeit einer Wechselstromperiode x , so finden wir einfach

$$7 \cdot \frac{x}{2} = 9 \cdot \frac{1}{128},$$

$$x = \frac{9}{7} \cdot \frac{1}{64} = 0,02008 \quad \text{und} \quad n = 49,78.$$

Hierbei ist allerdings noch nicht Rücksicht darauf genommen, dass ein absolutes Coincidiren der Mitte der Maximumstreifen mit dem Funkenbilde im allgemeinen nicht eintritt. Eine Abschätzung der Entfernung des Funkenbildes von der Maximummitte lässt sich annähernd durchführen; die Bestimmung wird jedoch genauer, wenn man die Lage zweier Maximumstreifen zwischen je zwei Funkenbildern abschätzt; auf diese Weise gelangt man zu einer Frequenzbestimmung, welche bis auf $\frac{1}{3}$ Proc. genau ist.

Auf eine instructive Verwendung der mit pendelndem photographischen Apparat abgebildeten Glühlampenfäden möchte ich noch kurz hinweisen.

Stellt man zwei Glühlampen — mit je einem Faden — so übereinander, dass die Fadenbilder möglichst in eine gerade Linie fallen, blendet die Lampen in geeigneter Weise ab und speist jede Lampe durch einen besonderen Strom, so werden auch die Lichtmaxima der mit pendelnder Platte aufgenommenen Lichtbilder in die gleiche Richtung fallen, wenn beide Ströme gleiche Phase haben. Verschiebt man aber die Phase des die erste Lampe speisenden Stromes durch eine in den Stromkreis geschaltete Inductanz oder Capacität, so macht sich dies auf

der Platte durch eine entsprechende Verschiebung der Lichtmaxima gegen die Maxima der zweiten Lampe bemerklich. So kann man z. B. die Verschiebung der Phasen im Primär- und Secundärstrom eines Transformators zur Darstellung bringen.

Würden über beide Lichtstreifen die Funkenbilder, wie oben beschrieben, projecirt¹⁾, so dürfte auch eine angenäherte Bestimmung der Grösse der Verschiebung möglich werden.

1) In diesem Falle müsste durch einen Winkelspiegel je ein Bild auf jedes der beiden Lichtbänder geworfen werden.

(Eingegangen 12. November 1901.)

**10. Ueber die Bedeutung auf- und absteigender
Luftströme für die atmosphärische Elektricität;
von F. Linke.**

Wenn an einem Orte, an dem aus irgend einem Grunde das elektrostatische Potential A herrscht, ein elektrostatisch leitender Körper von der Capacität C im Gleichgewicht sein soll, so muss sich auf ihm eine gebundene Elektrizitätsmenge $E_A = C \cdot A$ befinden. Bringen wir diesen Körper dann an einen Ort, wo der Potentialwert gleich B ist, so würde eine Elektrizitätsmenge $E_B = C \cdot B$ vorhanden sein müssen, wenn er das Feld nicht durch Eigenladung stören sollte. Der Unterschied $E = E_A - E_B = C(A - B)$ muss daher frei werden, wenn der Körper aus dem ersten Orte nach dem zweiten übergeführt wird, ohne dass damit eine Aenderung seiner Capacität, seiner Ladung oder des Potentials der betreffenden Stelle Hand in Hand geht. Diese freie Ladung des Körpers tritt allein in Erscheinung, stört das Feld und ist messbar, weil sie einer Potentialdifferenz proportional ist.

Haben wir nun ein elektrostatisches Feld, das beispielsweise von einer unendlichen geladenen Fläche ausgehen möge, so wird mit jeder Ortsänderung des betrachteten Körpers in der Richtung der Kraftlinien eine Entstehung von freier Elektrizität verbunden sein.

Ein solches elektrisches Feld ist nach den neueren Forschungen unsere Atmosphäre. Durch Messungen des Potentialgefälles an der Erdoberfläche und vom Ballon aus ist festgestellt, dass, wenn das normale Erdfeld nicht durch die Anwesenheit elektrisch geladener Massen, wie Wolken, Dunstschichten gestört wird, das Gefälle positiv ist und mit der Höhe abnimmt. Die positiven Massen, die entsprechend der negativen Ladung des Erdballes insofern in der Luft angenommen werden müssen, wurden in letzter Zeit mit Hülfe

der Versuche über Elektrizitätszerstreuung nach J. Elster und H. Geitel¹⁾ auf Grund der Iontentheorie nachgewiesen. Nach den Messungen von Hrn. H. Ebert²⁾ müssen wir annehmen, dass die positiven Ionen in grösseren Mengen in unserer Atmosphäre enthalten sind, dass aber der Unterschied nach oben hin mehr und mehr verschwindet, während die absolute Anzahl beider Ionenarten zunimmt.

In dem so definirten elektrostatischen Felde der Atmosphäre befinden sich auch elektrische Leiter, wie Wassertropfen, sowie Staub und Rauchkörner, an denen Condensation stattgefunden hat. Wenn diese aus irgend einer Ursache in der verticalen Richtung sich bewegen, wird sich freie Elektrizität auf ihnen bilden müssen, auch wenn wir alle anderen Elektrizitätsquellen ausschliessen. Da die Aequipotentialflächen nach oben hin positivere Werte bekommen, so werden die kleinen leitenden Teilchen, die in Wolken oder Dunstschichten zusammengedrängt sind — wenn wir von einem Ladungsverlust durch Elektrizitätszerstreuung vorläufig absehen —, negativ werden, wenn sie sich aufwärts bewegen, positiv im entgegengesetzten Falle. Hierbei beziehen sich die relativen Ausdrücke positiv und negativ natürlich auf die Umgebung der Körper. — Es ist ferner möglich, dass auch durch schnelles Aufsteigen von kleineren Luftmassen, in denen sich keine solchen Leiter befinden, auf kurze Zeit Spannungen hervorgerufen werden können, weil diese im allgemeinen nicht die Anzahl von Ionen besitzen werden, die ihrer neuen Lage im elektrischen Felde entsprechen.

Bei diesen Ausführungen ist jedoch eine stillschweigende Voraussetzung gemacht, die nicht immer zutrifft, nämlich dass trotz des Auf- und Absteigens der Wolken etc. das normale Erdfeld dasselbe bleibt. Bei kleineren Luftströmungen, wo die mitgenommenen Ionen durch Zu- und Abfluss von und nach den Seiten wieder ersetzt und abgegeben werden können, wird entschieden der Potentialwert des Feldes derselbe bleiben, ebenso, wenn die Wolke bei Temperaturerhöhung durch Strahlung oder bei plötzlicher Condensation in überkalteten Luft-

1) J. Elster u. H. Geitel, *Terrest. Magn.*, December 1899.

2) H. Ebert, *Ann. d. Phys.* 5. p. 218—224. 1901.

schichten, wo Wärme frei wird und ein Emporschiessen der Wolke veranlasst, Eigenbewegung relativ zum elektrischen Felde bekommt. Aber auch bei ausgedehnteren Luftströmungen im verticalen Sinne wird es das Bestreben sein, das elektrische Feld in dem normalen Zustande zu erhalten. Nach den neueren Untersuchungen von Hrn. H. Geitel¹⁾ über die Radioactivität der Luft ist eine Regeneration des Feldes im Rücken der Luftströmung zu erwarten. Es ist diese Vermutung auch dadurch unterstützt, dass bei aufwärts bewegter Luft wohl niemals ein *gänzlich* Verschwinden des positiven Gefälles beobachtet wird, — wenn nicht bei niederfallendem Regen das Gefälle gerade negativ wird.

Dieses negative Gefälle, das fast nur bei Regenfällen auftritt, erklärt sich wohl am einfachsten dadurch, dass bei aufsteigenden Wolken, die ja nach dem oben Gesagten negative freie Ladung haben müssen, ein Zusammenfliessen kleinerer Tropfen zu grösseren vor sich geht. Hierbei addiren sich die Ladungen der einzelnen Tropfen, während die Capacität erst mit der dritten Wurzel aus dem sich ebenfalls addirenden Volumen wächst. Die Potentialdifferenz, die ja gegen die Umgebung negativ ist, vergrössert sich infolgedessen nach der dritten Potenz und kann daher so stark negativ werden, dass sie auch gegen die Erde negativ ist, was negatives Gefälle an der Erdoberfläche zur Folge haben muss.

Andere Bestätigungen der obigen Ansicht über die Wirkung auf- und absteigender Luftströme entnehme ich einigen Ballonfahrten mit luftelektrischen Messungen, die auf Veranlassung von Hrn. R. Börnstein von Berlin aus vorgenommen wurden. So wurde am 21. September 1900 um 9 Uhr früh in einer Höhe von 1000 m eine Dunstschicht erreicht, die hohe positive Ladung hatte, was aus schnell zunehmendem positiven Gefälle bei der Annäherung an den oberen Rand der Schicht hervorgeht. Als man ca. 4 Stunden später dieselbe Dunstschicht in 1800 m Höhe wieder passirte, ergaben die Messungen zunehmendes negatives Gefälle. Die vorher positive Ladung ist bei der Aufwärtsbewegung und dem damit ver-

1) H. Geitel, Verhandlungen auf der Hamburger Naturforscher-Conferenz.

bundenen Uebergang in positivere Aequipotentialflächen durch das Feld gebunden und es ist negative Elektrizität frei geworden. — Ähnlich zeigte am 30. Mai 1901 eine Dunstschicht in 1050 m Höhe negative Ladung, die nach ca. 9 Stunden noch nicht verschwunden war, obgleich die Elektrizitätszerstreuung solange Zeit gewirkt hatte. Ich möchte diese Tatsache dadurch erklären, dass die betreffende Schicht sich um fast 1000 m gehoben hatte.

Wie schon so oft, so soll auch hier betont werden, dass es sehr wünschenswert wäre, elektrische Messungen in das Programm von wissenschaftlichen Ballonfahrten aufzunehmen.

Die Aufwärtsbewegung der Dunstschichten gegen Mittag, die bei den angeführten Fahrten beobachtet wurde, kommt einestheils unter dem Einflusse der Sonnenstrahlung, andererseits unter dem der täglichen Periode der Luftbewegung zu stande. Die doppelte tägliche Schwankung des Luftdruckes zeigt ja eine doppelte Wellenbewegung in der Atmosphäre, eine nach unten gerichtete hat ein Grösserwerden, eine nach oben gerichtete ein Kleinerwerden des Luftdruckes zur Folge. Hr. H. Ebert¹⁾ vermutet nun, dass mit absteigender Luft die in der Atmosphäre im Ueberschuss vorhandenen positiven Massen der Erde genähert, bei aufsteigender entfernt werden, wodurch eine Vergrösserung bez. eine Verkleinerung des Gefälles am Erdboden entstände, was den Beobachtungen entspreche. An einer anderen Stelle derselben Mitteilung wird aber hervorgehoben, dass durch absteigende Luftströme der Ionenreichtum höherer Schichten den unteren zugeführt würde, wodurch das Gefälle verkleinert, also der entgegengesetzte Effect erzielt würde. Aus dem angedeuteten Widerspruch kommt man heraus, wenn man die tägliche Periode des elektrischen Potentialgefälles durch das Auf- und Niedersteigen der in der Atmosphäre stets vorhandenen Wolken oder Dunstschichten erklärt, die bei dieser Bewegung ihr Potential nicht so schnell ändern, also bei abwärts gerichteter Bewegung Vergrösserung des Gefälles, bei umgekehrter Verminderung dadurch bewirken, dass die Entfernung der Erde von den elektrischen Massen der Luft sich verringert bez. vergrössert.

1) H. Ebert, Meteorol. Zeitschr. 7. p. 296. 1901.

Durch die Annahme von Verticalbewegungen leitender Massen in einem sich dabei nur wenig ändernden elektrischen Felde lassen sich viel grössere Spannungen erklären, als durch die Reibung von Wasser an Eis, und auch durch Condensation an den Ionen. Bedenkt man, dass bei dem letzteren Vorgange die an sich schon sehr geringe Ladung des Ions auf eine so bedeutend sich vergrössernde Capacität übertragen werden muss, so kann man annehmen, dass die Dichte an der Oberfläche eines so entstandenen Tropfens nicht so gross ist, dass Blitzpotentiale dadurch erklärt werden können. Nimmt man hingegen an, dass ein Luftstrom mit so grosser Schnelligkeit aufsteigt, dass die entstehende freie Ladung sich nicht durch Elektrizitätszerstreuung ausgleichen kann, so wird er bei einem durchschnittlichen Gefälle von 30 Volt p. m. in 5000 m Höhe eine Potentialdifferenz von 150 000 Volt gegen die dort vorhandenen „falschen“ Cirren haben, eine Potentialdifferenz, die durch Influenzwirkungen und Vergrösserung der Tropfen sich auf den 1000 fachen Betrag vergrössern kann. Ist nun infolge dessen der Ausgleich durch Blitze vor sich gegangen, so werden die Wolken das Potential der höheren Schichten angenommen haben und beim Herabfallen mit dem absteigenden Luftstrome der Böen gegen die Erde eine hohe Spannung haben, die wiederum Blitze veranlassen können. — Diese aus dem oben Ausgeführten folgende Gewittertheorie hat vor anderen den Vorzug, dass sie sich eng an die meteorologischen That-sachen anschliesst.

Potsdam, 6. November 1901.

(Eingegangen 10. November 1901.)

**11. Bemerkung zu meiner Abhandlung:
 „Experimentelle Bestimmung der Oberflächen-
 spannung flüssiger Luft“;
 von Leo Grunmach.¹⁾**

In der auf p. 562 der obigen Abhandlung mitgeteilten, nach dem Sauerstoffgehalt der flüssigen Luft geordneten Zusammenstellung der specifischen Cohäsionen und Oberflächenspannungen ist aus Versehen unter der Ueberschrift „Temperatur“ für jede der acht Beobachtungsreihen wiederholentlich ein und derselbe Wert $-190,3^{\circ}$ C. gedruckt worden. Dies verleitet zu der Annahme, dass für die Siedetemperatur der flüssigen Luft bei verschiedenem Sauerstoffgehalt und verschiedenem Barometerstand stets genau derselbe Wert beobachtet worden sei, was natürlich nicht der Fall war.

Der Wert $-190,3^{\circ}$ C. soll vielmehr nur, wie auch auf der vorhergehenden Seite (p. 561) ausdrücklich erwähnt ist, im Mittel die beobachtete Siedetemperatur der flüssigen Luft angeben und sollte demgemäss als Mittelwert auch nur einmal gedruckt werden.

1) L. Grunmach, Ann. d. Phys. 6. p. 559. 1901.

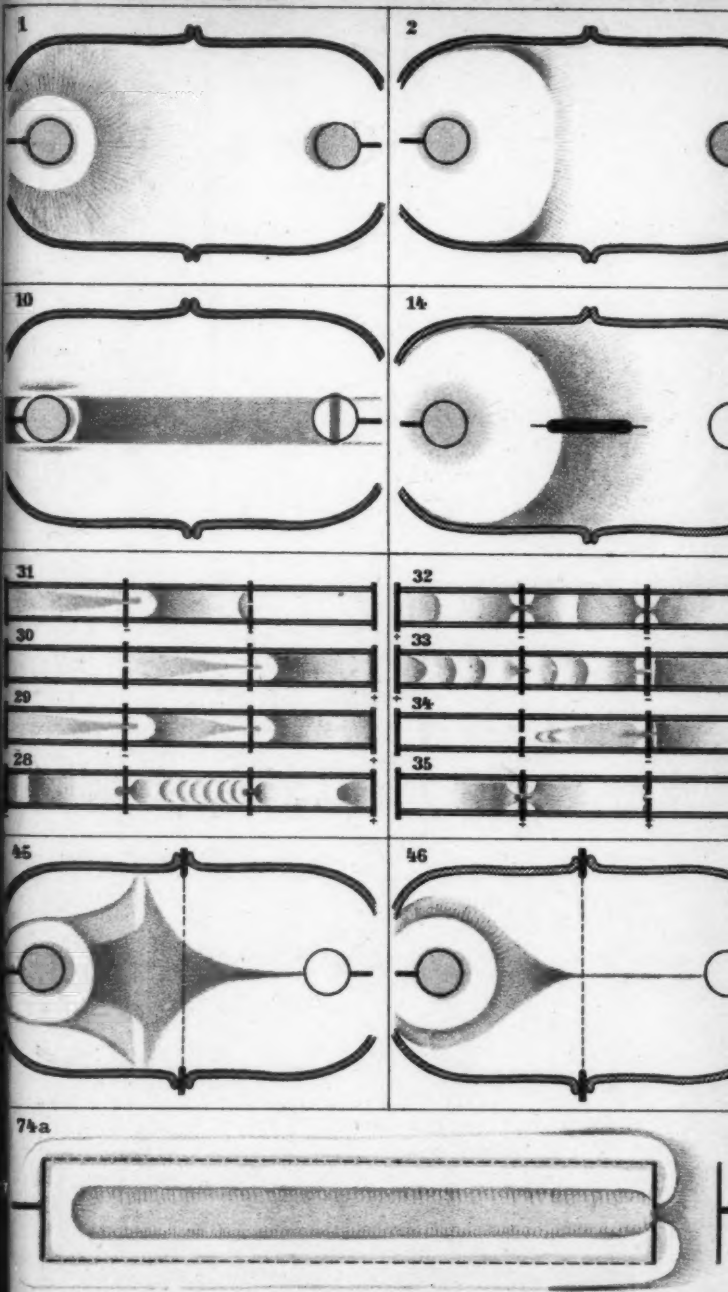
(Eingegangen 23. November 1901.)

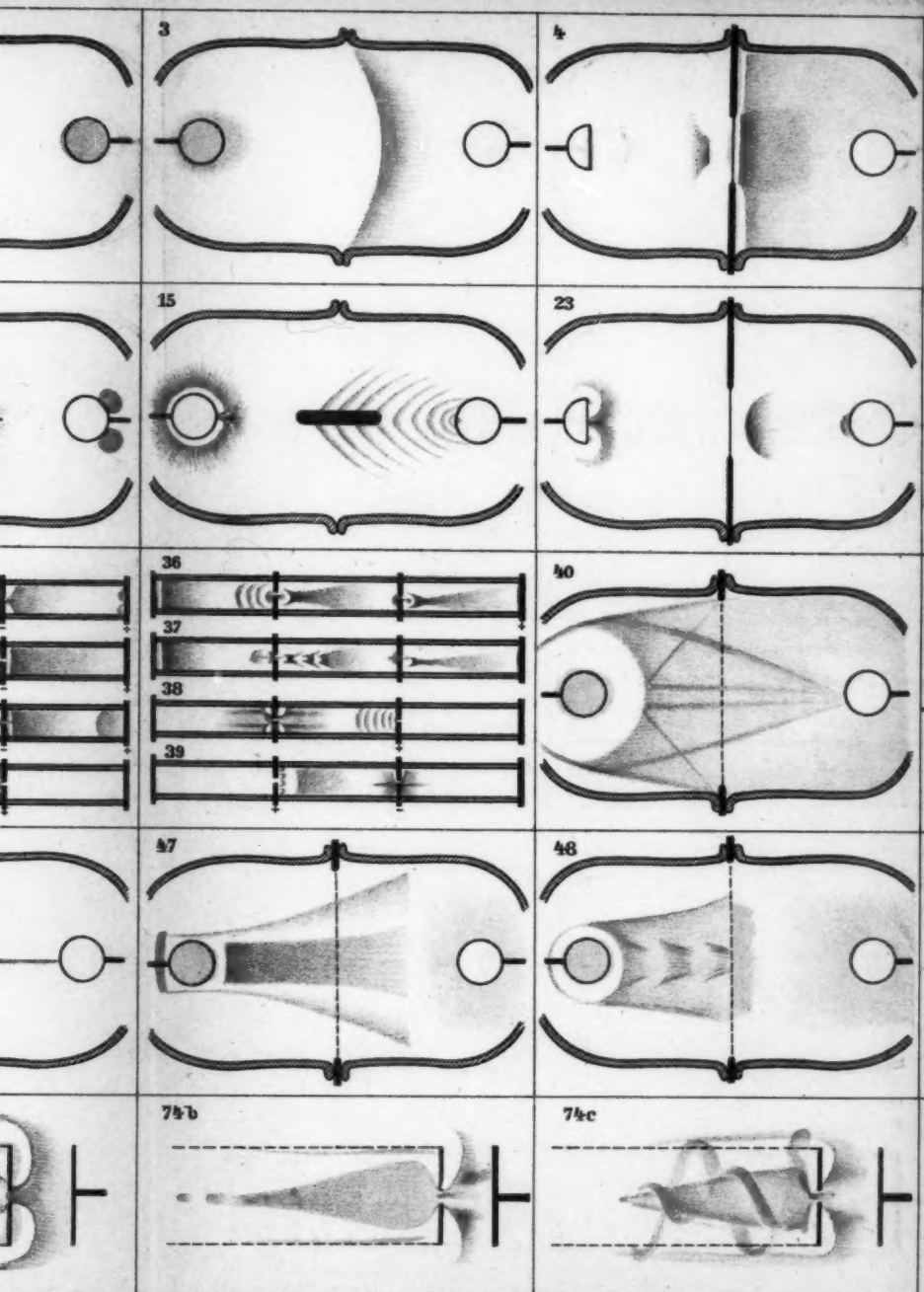
Bemerkung zu den Tafeln I und II.

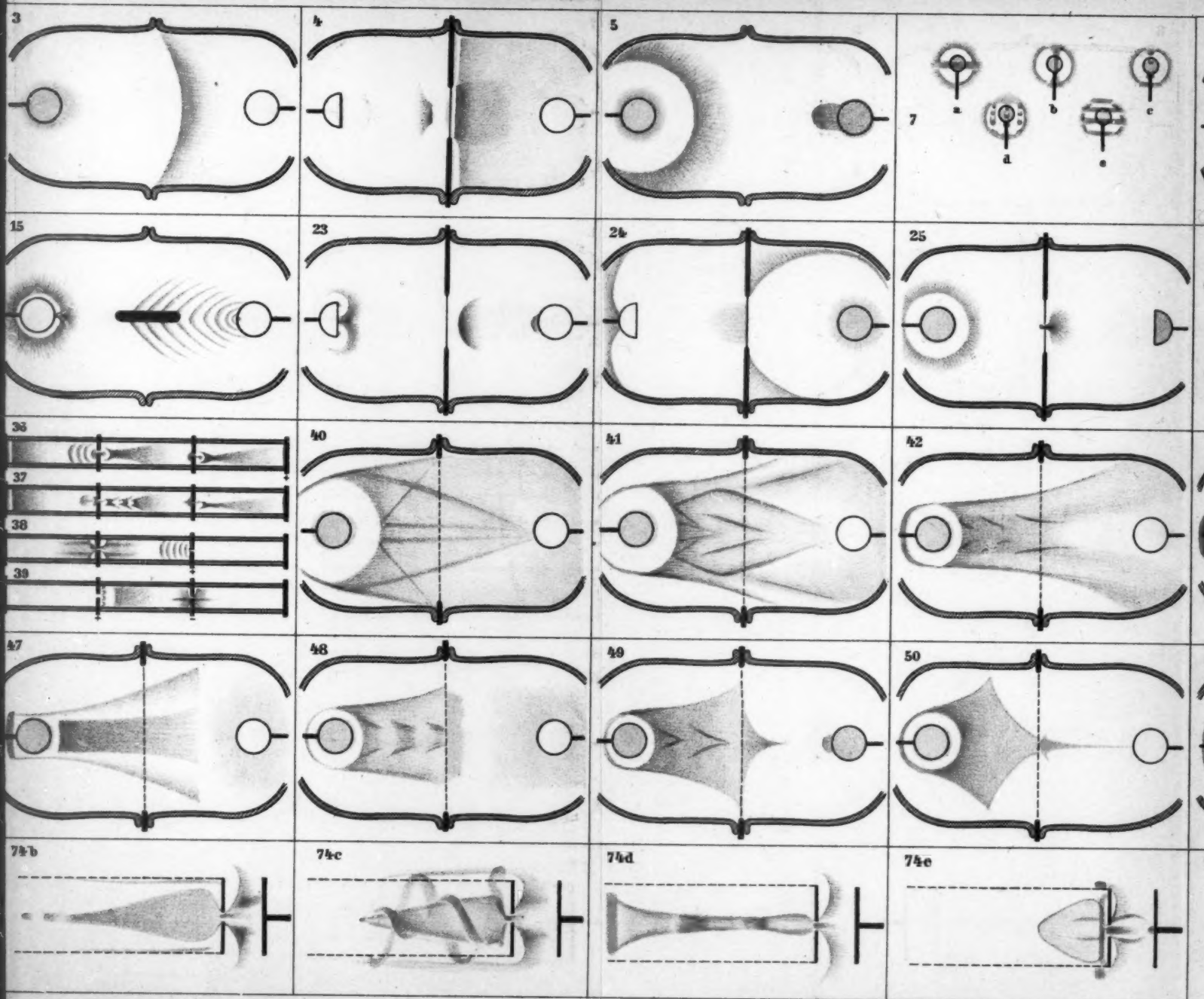
Um das Erscheinen des Heftes nicht zu verzögern, musste auf die Ausführung der folgenden Correcturen verzichtet werden:

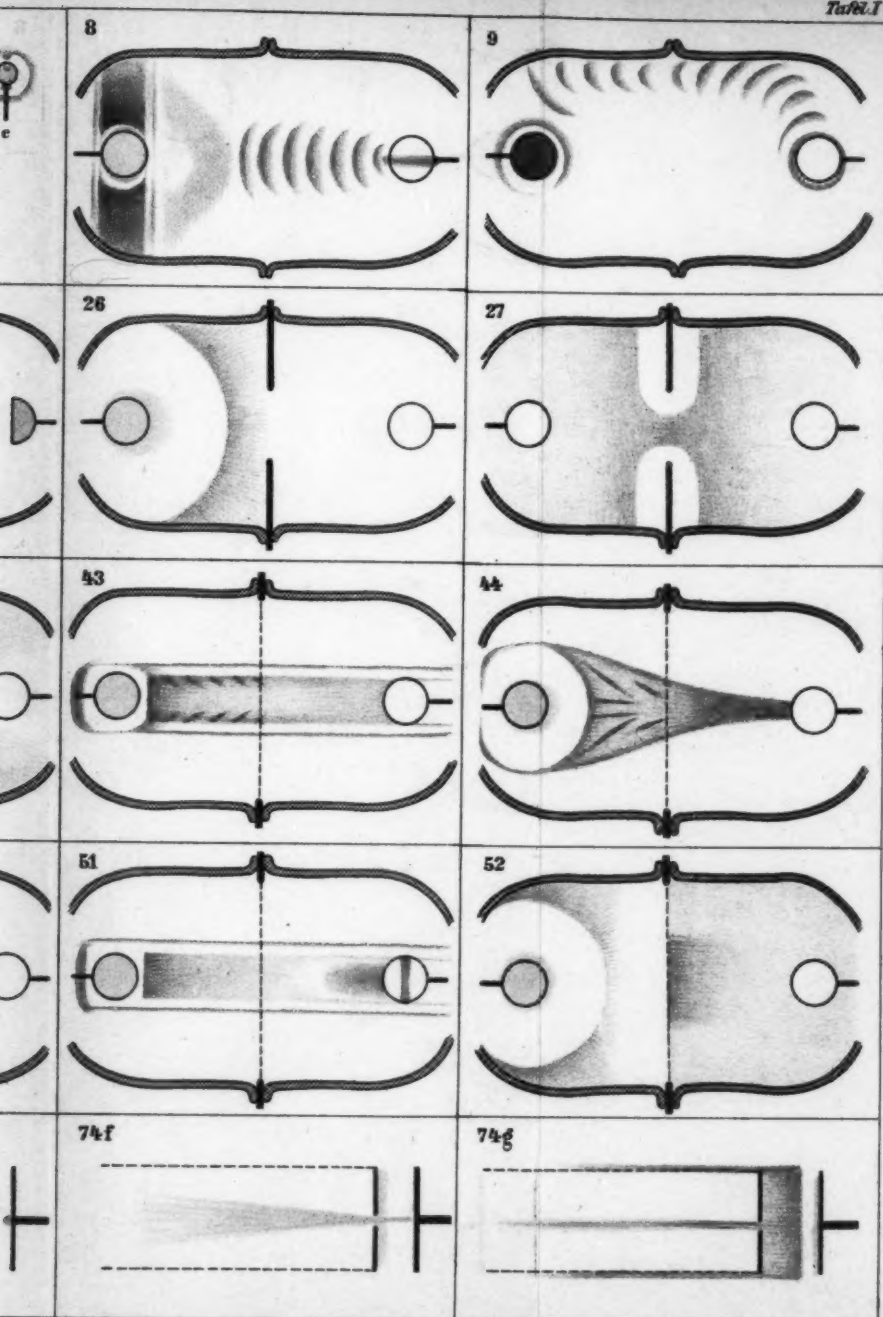
- Fig. 11 a, b, c. Links ist ein +, rechts ein - Zeichen zu setzen.
 - Fig. 12 c. Rechts oben sollte der Magnetpol angedruckt sein.
 - Fig. 12 d. Links in der Mitte sollte der Magnetpol angedruckt sein.
 - Fig. 15. Das gelbe Licht an der linken Elektrode fehlt.
 - Fig. 20 u. 21. Links fehlt das - Zeichen.
 - Fig. 24 ist verkehrt auf die Tafel gesetzt, die Kathode ist rechts.
 - Fig. 27. An dem Diaphragma fehlt der gelbe Saum.
 - Fig. 35. Das linke + Zeichen ist durch - zu ersetzen.
 - Fig. 36. Am linken Ende fehlt das - Zeichen.
 - Fig. 37. Das linke Diaphragma ist -, das rechte +.
 - Fig. 38. Am linken Diaphragma fehlt das - Zeichen.
 - Fig. 58. Es fehlt die dünne Linie in der Mitte.
 - Fig. 60. Das rechte Ende sollte wie bei Fig. 63 sein.
 - Fig. 65. Das Blau enthält links eine Fehlstelle.
 - Fig. 71. Der gelbe Saum am Diaphragma fehlt.
 - Fig. 76. Die Spitze des blauen Glimmlichts ist undeutlich.
-



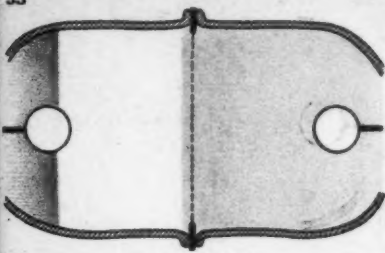




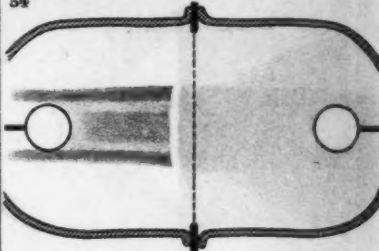




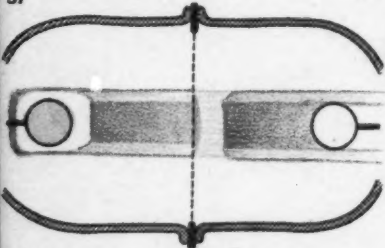
53



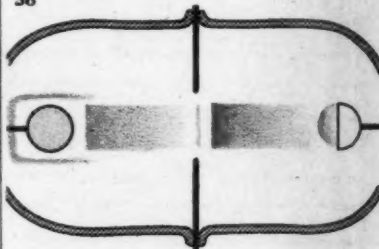
54



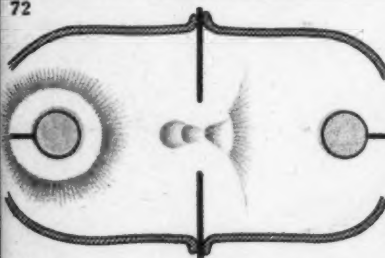
57



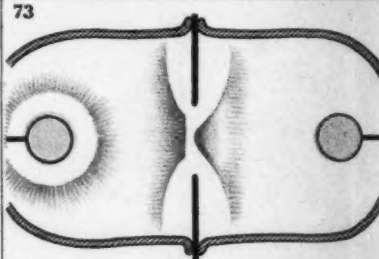
58



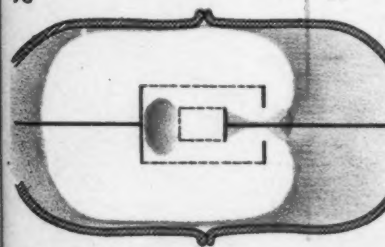
72



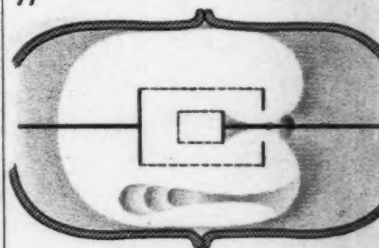
73



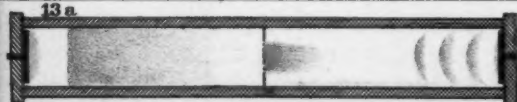
76



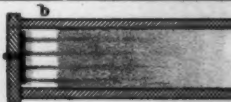
77



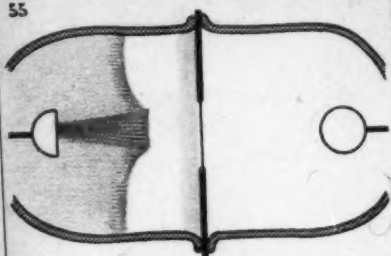
13 a



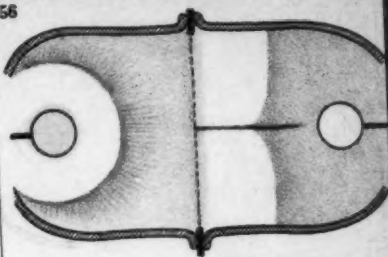
b



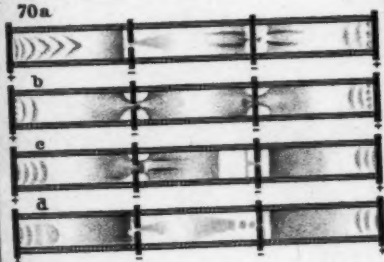
55



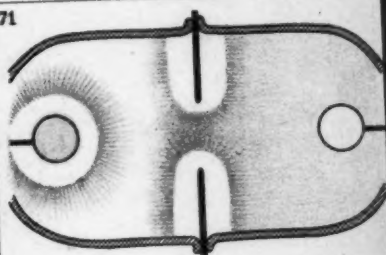
56



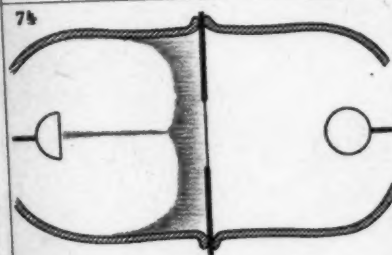
70a



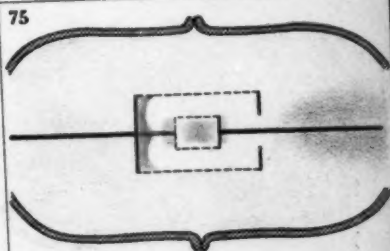
71



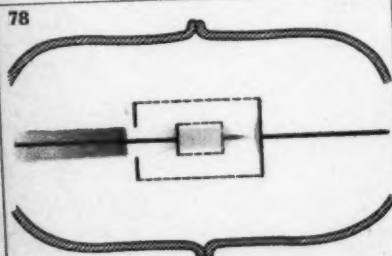
74



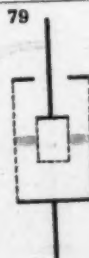
75



78



79



80



81



12a

